

Physikalische Berichte

als Fortsetzung der „Fortschritte der Physik“ und des „Halbmonatlichen Literaturverzeichnisses“ sowie der „Beiblätter zu den Annalen der Physik“

gemeinsam herausgegeben von der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

und der

Deutschen Gesellschaft für technische Physik

unter der Redaktion von Karl Scheel

1. Jahrgang

1. Juni 1920

Nr. 11

1. Allgemeines.

Leopold v. Pfaundler. Die Physik des täglichen Lebens. Gemeinverständlich dargestellt. Mit 467 Abb. 4. Aufl. XIV u. 428 S. Stuttgart u. Berlin, Deutsche Verlagsanstalt, 1919. SCHEEL.

Eilhard Wiedemann. Beiträge zur Geschichte der Naturwissenschaften. LVII. Definitionen verschiedener Wissenschaften und über diese verfaßte Werke. Erlanger Ber. 50/51, 1—32, 1920. SCHEEL.

Eilhard Wiedemann. Beiträge zur Geschichte der Naturwissenschaften. LIX. Gefäß zum Regeln des Wasserausflusses bei Wasseruhren. Erlanger Ber. 50/51, 272—274, 1920. SCHEEL.

Hermann Rebenstorff†. ZS. f. phys. Unterr. 33, 39, 1920. SCHEEL.

Schäcker. Die induktive Behandlung der Statik nach der Tariermethode Wilhelm Neus und ihre Verwertung in den physikalischen Übungen. ZS. f. phys. Unterr. 32, 196—198, 1919. Der Aufsatz von Schulze in der ZS. f. phys. Unterr. 32, 1919 (diese Ber., S. 123), gibt die Veranlassung auf Wilhelm Neus Programmabhandlung: Apparate und Versuche zur induktiven Behandlung der Statik (Kgl. Realgymnasium Augsburg 1894, ZS. f. phys. Unterr. 2, 94) zurückzugreifen. Neus Versuche an der Wandtafel werden nunmehr an einem Gestell ausgeführt, dessen Einrichtung aus den Abbildungen zu erkennen ist. Die Versuche erstrecken sich auf das Kräfteparallelogramm, auf Kräfte in einer Ebene mit verschiedenen Angriffspunkten und auf parallele Kräfte. B. NEBEL.

R. Weller. Das Ruder als Hebel. ZS. f. phys. Unterr. 32, 189—191, 1919. Es wird in den Aufsatz von Cassebaum über das Ruder als Hebel in der ZS. f. phys. Unterr. 2, 17, 1919 (diese Ber., S. 5) angeknüpft. Die Ruderaufgabe ist geeignet, die Begriffe Kraftgewinn, Kräftepaar, Verlegung einer Kraft parallel ihrer Wirkungslinie, Gleichheit von Wirkung und Gegenwirkung eingehend zu behandeln. Das Ruder ist als einseitiger Hebel aufzufassen, dessen Drehpunkt zur Klarmachung durch einen aus dem Wasser ragenden Pfahl verkörpert gedacht wird, weil nicht das Wasser an der Schaufel ruhe, sondern die Dolle und damit das Boot bei ruhender Schaufel bewegt werden soll. An Abbildungen wird die Formel für die Kraft, für das Drehmoment nach links und nach rechts abgeleitet. Als Modell dient ein kleines Boot in

einer pneumatischen Wanne. An der Längswand der Wanne ist ein Draht als Anschlagspunkt für das Ruder, das sich ebenfalls um eine Rolle auf einer Glasperle drehen kann und seitliche Bewegungsfreiheit hat. Die Ruderkräfte stellen stark drehbare Federn dar, deren eines Ende am Bug des Bootes und deren anderes an Holzrädern befestigt ist. Mehrere Bohrungen zum Einsetzen in die Rollen verändern die Hebelarme. In dem Boot können verschiedene Gewichte untergebracht werden. B. NEBEL.

J. Feder. Das Ruder als Hebel. ZS. f. phys. Unterr. **32**, 191—196, 1919. Die Ausführungen von H. Cassebaum in dem Aufsatz: Das Ruder als Hebel in der ZS. f. phys. Unterr. **32**, 1919 (diese Ber., S. 5) werden ergänzt. Gezeigt wird, daß bei dem fahrenden Boot ein Komplex von drei gegeneinander verschiebbaren Systemen, das Boot, das Wasser (= Erde), das Ruder vorhanden ist. Jedes dieser drei Systeme bzw. der beiden anderen besitzt je einen momentanen Drehpunkt. Drei Drehpunkte sind zu erwarten und diese liegen in einer geraden Linie. Solche Komplexe finden sich nicht selten in der Praxis, z. B. bei zwei ineinandergreifenden Zahnrädern. Der erste Teil behandelt den Dreh- und Beschleunigungspunkt des Ruders, der zweite die Kräfte auf Ruder und Boot. Zuerst werden die Komponenten des Beschleunigungsdruckes entgegengesetzt zur Fahrtrichtung, dann die senkrecht zur Fahrtrichtung und schließlich die Summe der Drehmomente für den Rollen als Drehpunkt ermittelt. B. NEBEL.

Erich Günther. Über eine Methode zur Bestimmung der Anfangsgeschwindigkeit von Geschossen. ZS. f. phys. Unterr. **32**, 198—202, 1919. Bei dieser Methode wird eine sehr rasch rotierende Trommel senkrecht zur Achse durchgeschossen. Einschuß- und Ausschußstelle liegen dann nicht wie bei der ruhenden Trommel auf den Endpunkten eines Durchmessers des Kreises als Querschnitt der Trommel, sondern die Ausschußstelle ist entgegen dem Umlaufsinne der Trommel verschoben. Aus dieser Verschiebung, dem Umfang und der Umdrehungszahl der Trommel ergibt sich die Zeit, die das Geschloß zum Durchlaufen des Trommeldurchmessers braucht. Der gleiche Gedanke liegt einem Geschwindigkeitsmesser für Geschosse von Hartmann und Braun (D.R.-P.) zugrunde. Vgl. die ZS. f. d. ges. Schieß- u. Sprengstoffw. **6**, 197, 1911. Die Trommel ist aus Karton von 3,5 cm Breite auf einer aus starker Holzpappe gebildeten Scheibe befestigt und diese sitzt auf der Achse eines Elektomotors. Die Scheibe hat Sektorschlitze, um die Umdrehungszahl auf stroboskopischem Wege zu ermitteln. Beleuchtet wird die Scheibe durch einen Projektionsapparat. Die Versuche werden genau durchgerechnet. B. NEBEL.

E. Kleinen. Richtung des Stromes in der Holtzschen Trichter-Ventilröhre und beim Übergang von Spitze zu Platte. ZS. f. phys. Unterr. **32**, 203—204, 1919. Die Richtung des Stromes hängt von der Verdünnung in der Röhre ab, wie Holtz in Wied. Ann. **18**, 1057, 1883 mitgeteilt hat. Ähnlich ist es beim Übergang von Spitze zu Platte. A. Wehnelt hat in den Ann. d. Phys. **65**, 525, 1898 gesagt: „Bei sehr niederem Druck geht der Strom leichter von Platte zur Spitze, bei mittlerem Druck dagegen umgekehrt“. Hieraus ergibt sich, daß Angaben, der Strom gehe in einer Holtzschen Trichter-röhre von der Basis der Trichter zur Spitze, nicht genau sind. B. NEBEL.

O. Nothdurft. Versuch zur Wirkung des Telephons. ZS. f. phys. Unterr. **32**, 204, 1919. Schlägt man mit der flachen Hand kräftig auf den Schallbecher des Hörers und hält man die Enden der Leitungsschnur auf die Zunge, so verspürt man einen sehr heftigen elektrischen Schlag. Bei der Berührung der Lippe empfindet man noch eine sehr schmerzhaft wirkende Wirkung. Die Litzenenden mit angefeuchteten Handhaben verbunden, ließen kräftige Wirkungen erkennen, wenn der Schlag auf den Becher kurz genug war und der Hörer etwa 200 Ω hatte. B. NEBEL.

Gg. Heussel. Vorrichtung zur Bestimmung der Größe und des Ortes virtueller Bilder. ZS. f. phys. Unterr. **32**, 204, 1919. Eine Stange von der Länge $4f$ trägt in der Mitte eine Sammellinse von der Brennweite f ($= 20$ bis 25 cm); an dem einen Ende der Stange ist eine kleine Mattscheibe, auf der ihr Schnittpunkt mit der optischen Achse bezeichnet ist. Auf der anderen Seite wird von einem Gegenstand A mittels einer konkaven Linse ein virtuelles Bild erzeugt, so daß auf der Mattscheibe wiederum ein Bild entsteht, wie bei einem Gegenstand ohne die Konkavlinse. B. NEBEL.

Nikolaus Lyon. Ein neuer Natriumbrenner. ZS. f. phys. Unterr. **32**, 203, 1919. Längere Stäbchen aus geeigneten Natriumverbindungen werden geformt und von einer Klammer gehalten, die an einem ver- und feststellbaren Ring über dem Bunsenbrenner befestigt ist. B. NEBEL.

P. Terpstra. Ein wenig bekanntes Spiegelbild. ZS. f. phys. Unterr. **32**, 202—203, 1919. Beim Hohlspiegel sieht man noch eine Anzahl Bilder, die nicht aus der Spiegelgleichung $\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{2}{R}$ folgen. Diese Bilder werden in dem „Leerboek der Natuurkunde“ door Dr. E. Bouwmann (Amsterdam) nachgewiesen. Ist nämlich das Bild reell, so kann man außerdem noch ein virtuelles aufrechtes Bild wahrnehmen, wenn das Auge sich zwischen dem reellen Bild und dem Spiegel befindet. B. NEBEL.

Felix Jentzsch-Graefe. Versuche mit der Lumineszenzlampe. ZS. f. phys. Unterr. **32**, 181—189, 1919. Die Lumineszenzlampe besteht aus einer kleinen Liliputbogenlampe mit rechtwinklig zueinanderstehenden Eisen- oder Nickeldochtkohlen, die nur 4 bis 5 Amp. beansprucht und doch sehr kräftige Wirkungen ergibt. Die Lampe ist luftdicht in einem Gehäuse untergebracht, das mit einem Filterrohr verbunden ist und durch Metallblenden gut gekühlt wird. Das Gehäuse ist in der Höhe und nach der Seite verstellbar und kann bis zu 45° geneigt werden. Das Filter besteht aus einer Doppelkuvette, bei der die die 20proz. wässrige CuSO_4 -Lösung aufnehmende Kuvette Wände aus Blauviolett-Glas besitzt, und die dritte Wand nur an die Lösung von Nitrosodimethyl-Anilin grenzt. Nach dem Gebrauch sind die Küvetten zu leeren und mit reinem Wasser nachzuspülen. Eine möglichst dünne Kondensorlinse aus U-V-Kron macht das Licht annähernd parallel bei geringen Absorptionsverlusten. Die Gegenstände, auch mikroskopische Präparate, werden von oben her beleuchtet. Bei den letzteren wird das Licht mittels eines außen versilberten Hohlspiegels in einem intensiven Fleck auf der optischen Achse des Mikroskops vereinigt. Im physikalischen und chemischen Unterricht findet das Instrument eine große Anwendung; gezeigt wird die Fluoreszenz von Gläsern und Flüssigkeiten, wobei sich ergibt, daß alle phosphoreszierenden Stoffe auch fluoreszierend sind. Die Untersuchung von Farbgläsern mit Uranglas ist insofern lehrreich, weil die Reihenfolge der Teile das Ergebnis oft stark ändert. Interessant sind die Untersuchungen des Polarisationszustandes des Fluoreszenzlichtes, das zunächst unpolarisiert erscheint. Bei Uranglas, das von allen Seiten abgeleitet ist, trat eine beträchtliche Polarisierung auf bei Strahlen mit nahezu streifender Emission. Interessant ist die Fluoreszenz der Hand, der Fingernägel, der Zähne, des Augapfels, dann die vieler Gebrauchsgegenstände und besonders die der Mineralien, Chemikalien und organischen Gewebe. Die letzteren fluoreszieren um so stärker, je wasserfreier und fester sie sind, z. B. Knochen. Sehr geeignet ist ein durchgeschnittenes hartgesottenes Hühnerei für die Fluoreszenz von Schale, Eihaut, Eiweiß und Dotter. Erkrankte Gewebe weisen eine von dem gesunden Gewebe abweichende Fluoreszenz auf. B. NEBEL.

Günther Schulze. Demonstrationsapparate für elektrotechnische Lehrzwecke. Helios 26, 30—35, 41—45, 1920. Der Materialkrieg hat teils direkt, teils indirekt die deutsche Elektrotechnik zu einer besonderen Regsamkeit geführt, die auch auf dem Gebiete der Demonstrationsapparate zum Ausdruck kommt. Um einen Überblick über den augenblicklichen Stand des Apparatebaues zu geben, bespricht Verf. unter Beigabe von 22 Abbildungen die neueren Apparate einiger namentlich aufgeführter Firmen. Das Inhaltsverzeichnis gibt einen Überblick: I. Apparate für Niederspannung, a) Starkstrom, b) Schwachstrom. II. Apparate für Hochspannung. III. Hochfrequenz. IV. Elektrochemie. V. Wärmewirkungen des elektrischen Stromes. VI. Magnetismus. Induktion. VII. Besondere technische Apparate. VIII. Zusammengestellte Apparaturen. IX. Anleitungen zum Experimentieren. Im Abschnitt VII wird ein Fahrschaltermodell eines Straßenbahnkontrollers besprochen. SCHWERDT.

Keefer. Ein Oszillograph für den Unterricht. Korrespondenzbl. d. h. Schulen Württembergs 27, 31—32, 1920. Im Magnetfelde eines starken Elektromagneten befindet sich auf einem 15 cm langen, 2 cm breiten Glimmerstreifen eine Stromschleife aus unmagnetisierbarer Lametta, durch die der zu demonstrierende Wechselstrom hindurchgeleitet wird. Der Glimmerstreifen trägt einen kleinen Hohlspiegel, der von einer Glühlampe (6 Volt, 32 HK, Halbwatt) ein scharfes Bild erzeugt, das von einem rotierenden Spiegel auf einen Schirm geworfen wird. Stromschwankungen in der Schleife bewirken Oszillationen des Glimmerstreifens, der rotierende Spiegel läßt diese in Form einer hellen, fortlaufenden Kurve auf dem Schirm erscheinen. SCHWERDT.

W. Manchot. Die Herleitung von Molekular- und Atomgewicht aus der Gasdichte im chemischen Unterricht. Chemiker-Ztg. 44, 153—154, 1920. Das Molekulargewicht kann aus der Gasdichte nach den drei Formeln $m = 22,4 \cdot d$, $m = 2 \cdot \delta$, $m = 28,9 \cdot \delta'$ berechnet werden. Am häufigsten werden die letzteren beiden Formeln angewendet. Verf. hält die Anwendung der ersten für richtiger, da die Ableitung der Formel klarer und übersichtlicher ist, und begründet dies mit einigen einfachen Überlegungen. LOEBE.

Paul Luckey. Einführung in die Nomographie. Zweiter Teil: Die Zeichnung als Rechenmaschine. IV u. 63 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1920. (Math.-phys. Bibl. 37.) Inhaltsverzeichnis: 1. Funktionsleitern. 2. Netztafeln. 3. Graphische Auswertung auf funktionalen Papieren. 4. Eine Fluchtentafel. 5. Die Fluchtentafeln aus drei parallelen Leitern. 6. Andere Lagen von geradlinigen Leitern. 7. Zwei Leitern geradlinig und parallel, die dritte krummlinig. 8. Verschiedenerlei andere Nomogramme. 9. Setzt die Nomographie sich durch?

Der Begriff der Funktionsskala wird an einer Reihe von Beispielen entwickelt und dabei an numerischen Vorlagen der Modul ermittelt. Im zweiten Abschnitt wird auf halblogarithmischem Papier u. a. die Abnahme des Potentials einer Leidener Flasche mit der Zeit t dargestellt, ebenso das Stefan-Boltzmannsche Gesetz und eine barometrische Höhenformel. Ausführlicher ist die Untersuchung des Druckverlustes in Wasserleitungen abhängig von der Wassergeschwindigkeit durchgeführt. An diesem Beispiele wird dargelegt, daß das graphische Verfahren überhaupt erst die Aufstellung einer empirischen Formel ermöglicht. Die Beispiele des 5. Abschnittes sind das Ohmsche Gesetz, die Schwingungsformel für den elektrischen Kreis und eine Tafel für das Luftgewicht. Interessant ist im 6. Abschnitt eine Tafel für die Wheatstonesche Brücke, ferner eine von d'Ocagne angegebene Tafel für die Barometerkorrektion. Von den im 8. Abschnitt behandelten Tafeln seien diejenigen genannt, bei denen die Ablesung mit Hilfe eines Zirkels vorgenommen wird. Zusammengehörige

Wertgruppen sind der Kreismittelpunkt und die Schnittpunkte der Peripherie mit den Skalen. Da sich aber hierdurch neue Funktionstypen nicht darstellen lassen, so dürften die üblichen Fluchtlinientafeln vorzuziehen sein. Die Tafeln, bei denen die Ablesung der vier Variablen mittels eines beweglichen orthogonalen Achsenkreuzes erfolgt, werden durch die Taylorsche Schwingungsformel einer Saite und den Sinussatz illustriert. Im Abschnitt 9 wird die Rivalität zwischen Rechenschieber und Nomogramm erörtert.

SCHWERDT.

Albert Rohrberg. Theorie und Praxis des logarithmischen Rechenschiebers. IV u. 51 S. Leipzig u. Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1919. (Math.-phys. Bibl. 23.) Durch eine aus verschiedenen Anwendungsgebieten vielseitig getroffene Auswahl von numerischen Übungsaufgaben ist die zweite Auflage vor der ersten ausgezeichnet. Der Leitfaden unterscheidet sich von einer großen Anzahl ähnlicher Schriften vor allem dadurch, daß er sich nicht mit der elementaren Anweisung für die Rechenoperationen begnügt, sondern stets die Feinheiten und Vorteile des Rechnens mit dem Rechenstab betont. Die einzelnen Schritte zur Erhöhung oder vollen Ausnutzung der erreichbaren Genauigkeit dürften den praktischen Physiker besonders interessieren. Es handelt sich dabei zumeist darum, durch geschicktes Zusammenfassen von Faktoren usw. die Zahl der Einstellungen, Ablesungen oder Zungenbewegungen zu reduzieren. Auch von dem Hilfsmittel, die Zunge verkehrt einzusetzen, also als eine Reziprokskala zu benutzen, wird wiederholt Gebrauch gemacht. Eine Anwendung bietet sich beispielsweise bei der Lösung quadratischer oder kubischer Gleichungen dar. In einem besonderen Kapitel werden die trigonometrischen Teilungen behandelt. Besonders hier läßt sich durch geeignete Übergänge von einer Skala zu einer anderen und durch Ablesung an besonderen Punkten die Zahl der Einstellungen bzw. Ablesungen sehr einschränken und damit die Genauigkeit erhöhen. Kapitel 9 bespricht die sogenannten Potenzschieber mit der Skala $\log \log x$. Hier werden als Beispiele die Anlage einer Logarithmentafel nach beliebiger Basis sowie die Berechnung der Kettenlinie durchgeführt, ferner auf die Vorteile beim Arbeiten mit Potenzreihen hingewiesen. In einem besonderen Kapitel finden Rechenschieber mit erhöhter Genauigkeit eine Besprechung.

Die völlig elementar und klar, dabei aber doch streng abgefaßte Schrift wendet sich dem Zweck der Lietzmannschen Sammlung entsprechend zwar zunächst an Schulkreise, wird aber auch dem praktischen Physiker und Techniker viele wertvolle Anregungen und Winke geben, den Rechenschieber erfolgreicher zu benutzen. SCHWERDT.

Wa. Ostwald. Graphische Mischungsberechnung. Chem.-Ztg. 44, 241–242, 1920. Die Aufgabe der Mischungsrechnung, aus Grundstoffen verschiedener prozentualer Zusammensetzung eine Mischung vorgeschriebenen Prozentgehaltes herzustellen, läßt sich nur bei zwei Rohstoffen leicht übersehen. Bei größerer Zahl der Komponenten ist die planmäßige rechnerische Lösung mit erheblichen praktischen Schwierigkeiten verknüpft, die dadurch besonders groß werden, daß sich erst am Ende einer Rechnung übersehen läßt, ob die Aufgabe überhaupt lösbar ist.

Das vom Verf. angegebene graphische Verfahren stellt eine bedeutende Erleichterung dar. Es handelt sich zwar um Rechenoperationen an Skalen, jedoch führt man sie vorteilhaft auf Millimeterpapier aus.

Auf der x -Achse eines Millimeterpapiers werden die Mischungsprozentzahlen von 0 bis 100 regulär aufgetragen, auf dem Lote in 0 die Gehaltsprozentzahlen für den einen Rohstoff, auf dem Lote in 100 im gleichen Maßstabe die Prozentteilung für den anderen Rohstoff. Es werden nun die Prozentgehaltspunkte beider Rohstoffe durch eine Gerade verbunden. Die Abszisse des Punktes, dessen Ordinate der gesuchte

Prozentgehalt ist, gibt das Mischungsverhältnis der Rohstoffe an. Soll außer der einen Bedingung noch eine weitere erfüllt werden, so ist es im allgemeinen nicht möglich, beide zu vereinbaren. Das graphische Verfahren gestattet nun zunächst, die Möglichkeit einer exakten Lösung überhaupt zu beurteilen, dann aber auch zu vermitteln, wenn eine Annäherung ausreicht, oder endlich über die Wahl eines weiteren Zusatzstoffes zu entscheiden.

Die Verallgemeinerung des Verfahrens gestaltet sich sehr übersichtlich, wenn man eine Faltung vornimmt und die einzelnen Zeichenoperationen in Rohstoffspalten und Bestandteilzeilen erledigt.

Es läßt sich bei sorgfältiger Zeichnung und bei geeigneten Dimensionen verhältnismäßig leicht eine Genauigkeit von 0,1 Proz. erreichen. SCHWERDT.

Paul Schreiber. Über die Anwendung der graphischen Verfahren bei den Formeln der Thermodynamik. Meteorol. ZS. 36, 332—339, 1919. Die Arbeit bespricht in der Einleitung einige bekannte Logarithmenpapiere sowie einige neue Typen, in denen die Mantissenbereiche wesentlich den Forderungen meteorologischer und aerologischer Arbeiten gerecht werden. Es kommt dabei deutlich zum Ausdruck, daß trotz der vielen Vorteile, die die Skalennomographie (Fluchtlinientafeln) vor der Flächennomographie (Koordinatenpapiere) besitzt, bei graphischen Rechnungen das letzte Verfahren durch seine Anschaulichkeit und der leichten Anwendbarkeit wegen in vielen Fällen den Vorrang verdient.

Das graphische Verfahren wird bei der Betrachtung der Zustandsänderungen einer Luftmenge illustriert. Die dabei auftretenden Formeln sind vom Typus

$$\log y = \log a - \log x.$$

Dabei wird von dem Hilfsmittel, eine Koordinatenachse nach verschiedenen Variablen zu beziffern, Gebrauch gemacht. Im Mittelpunkt der Untersuchung stehen graphische Behandlungen der Entropie P . Besonders sei auf das Verfahren hingewiesen, aus einer Darstellung mit Kurvenschar

$$y = f(x; z)$$

nach dem Parameter z durch paralleles Verschieben eines Lineales die Funktionen $z = g(x; y)$ und $z = h(y; x)$ abzulesen, wobei die Größe hinter dem Semikolon jedesmal den Parameter andeuten soll. Auf diese Weise werden beispielsweise aus einem Blatt mit den Koordinatenachsen b (Barometerstand) und P , in dem die Isothermen nach dem Parameter T verzeichnet sind, sofort die Koordinaten der Isobaren und der Isentropen abgelesen. SCHWERDT.

Nather. Bemerkungen zur Berechnung von Freileitungen. Elektrot. u. Maschinenb. 38, 158—159, 1920. [S. 699.] SCHWERDT.

G. v. Hanffstengel. Ein einfaches Positionsdivergenzmikrometer. Sirius 53, 74—76, 1920. Beschreibung eines einfachen, besonders für Fernrohre ohne Uhrwerk bestimmten Mikrometers. Es besitzt einen einzigen Faden, der mit Hilfe eines Positionskreises in jeden beliebigen ablesbaren Winkel zur Nord-Südrichtung gestellt werden kann. Den Positionswinkel erhält man durch Einstellen des Fadens auf beide Sterne gleichzeitig, den Abstand durch Drehen des Fadens in einen beliebigen schiefen Winkel zur Richtung der täglichen Bewegung und Beobachtung des Unterschiedes der Durchgangszeiten. Die Schiefstellung wird so gewählt, daß diese Differenz möglichst genau meßbar ist. BLOCK.

2. Allgemeine Grundlagen der Physik.

Th. Liebisch und H. Rubens. Über die optischen Eigenschaften einiger Kristalle im langwelligen ultraroten Spektrum. Berliner Ber. 1919, 876—900. [S. 702.] SCHULZ.

A. Einstein. Über die spezielle und die allgemeine Relativitätstheorie. Gemeinverständlich. 8. Auflage (24. bis 29. Tausend). Mit 3 Figuren. IV u. 83 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1920 (Sammlung Vieweg, Heft 38). Unveränderter Abdruck der 7. Auflage (vgl. diese Ber. S. 583). SCHEEL.

L. Grebe. Die Einsteinsche Theorie der Relativität. Umschau 24, 181—184, 1920. Gemeinverständliche Einführung in die Grundlagen der Relativitätstheorie. WESTPHAL.

Albert Alfred Buss. New theories of relativity. Engineering 108, 728, 1919. Bei vielen Sonnenfinsternisaufnahmen zeigt sich auf der dunklen Mondscheibe zerstreutes Licht, das nicht wie bei den Baily'schen Tropfen auf Beugung an sehr naheliegenden Mondbergen hervorgerufen sein kann. Bei künstlicher Abdeckung der Sonnenscheibe treten diese Erscheinungen nur sehr selten auf. Verf. glaubt, daß diese Lichtflecke durch Gravitationswirkung des Mondes auf das von Protuberanzen stammende Licht erzeugt worden sind. Es ist ferner nicht unmöglich, daß das Gravitationsfeld zwischen Erde und Sonne eine andere Beschaffenheit des Äthers in dem Kegel Sonne—Erde bedingt, als sie im übrigen Weltenraum vorhanden ist, und daß diese größere „Ätherdichte“ noch bewirken kann, daß sich dem Einsteineffekt eine „Brechung“ der Lichtstrahlen überlagert. Bisher ist noch kein Beweis erbracht, daß die Wärmestrahlung der Sonne in allen Richtungen gleich ist; bei einer größeren Strahlungsdichte innerhalb des Kegels Erde—Sonne würde sich eine bessere Übereinstimmung mit geologischen Folgerungen bezüglich der Emissionstätigkeit der Sonne ergeben. Vielleicht ließe sich in dem derart veränderten Ätherfeld die Ursache für die Unregelmäßigkeiten der Mondbahn finden. SCHULZ.

J. Joly. Relativity and Radio-activity. Nature 104, 468, 1920. Ein kurzer Vorschlag durch Eichung radioaktiver Präparate sich gewissermaßen eine Uhr herzustellen, welche ihren Gang unabhängig von der Bewegung relativ zum Äther beibehalten soll, um auf diese Weise absolute Bewegungen zu konstatieren. Im einzelnen nicht durchgeführt und verständlich. FREUNDLICH.

Arthur Schuster. The Deflection of Light during a Solar Eclipse. Nature 104, 468, 1920. Andersen hatte in der Nature 1919, Dezember, darauf hingewiesen, die Lichtablenkung an der Sonne könne eine Folge normaler Refraktion in der Erdatmosphäre sein. Der Verf. kündigt eine ausführliche Behandlung dieser Frage an, in der gezeigt wird, daß dieser Effekt quantitativ überhaupt unmeßbar klein ist. FREUNDLICH.

T. Levi-Civita. ds^2 einsteiniani in campi newtoniani. II—IX. Linc. Rend. (5) 27 [1], 3—12; [2], 183—191, 220—229, 240—248, 283—292, 343—351, 1918; 28 [1], 3—13, 101—109, 1919. Diese bemerkenswerten mathematischen Abhandlungen beschäftigen sich mit der Integration der Einsteinschen statischen Gleichungen in besonders einfachen Fällen, entsprechend dem in der I. Abhandlung (Fortschr. d. Phys. 74 [1], 45, 1918) aufgestellten Programm. Die vorliegenden Abhandlungen II bis IX sind folgendermaßen betitelt: II. Integrabilitätsbedingungen und geometrisch-räumliches Verhalten. II. Hilfsformeln. IV. Der Unterfall B_2 (hierunter ist der Fall verstanden, in welchem die Krümmungsellipsoide Rotationsellipsoide sind); Reduktion der Differentialgleichungen. V. Der Unterfall B_2 ; longitudinale Lösungen ($\xi = 0$). VI. Der Unterfall B_2 ; quadran-

tale Lösungen ($\eta = 0$). VII. Der Unterfall B_2 ; oblique Lösungen [Verf. betrachtet in dem hier untersuchten Unterfalle B_2 zwei besondere Funktionen $\xi(x_1, x_2)$, $\eta(x_3)$; in dem Falle $\xi = 0$ nennt er die Lösungen longitudinal, in dem Falle $\eta = 0$ quadrantal; den allgemeinen Fall bezeichnet er als den Fall von obliquen Lösungen]. VIII. Weyls binäre Lösungen. IX. Das Analogon des logarithmischen Potentials. KORN.

A. V. Bäcklund. Zusammenstellung einer Theorie der klassischen Dynamik und der neuen Gravitationstheorie von Einstein. Arkiv för Mat., Astron. och Fysik 14, Nr. 11, 64 S., 1919. Verf. hat sich eingehend mit der von Einstein gegebenen Erklärung der Bewegung des Merkur-Perihels beschäftigt, und die vorliegende, für eine Einführung sehr geeignete Darstellung ist aus den Bemühungen des Verf. entstanden, in die allgemeine Relativitätstheorie von Einstein, im besonderen in seine Gravitationstheorie einzudringen. Der Inhalt ist folgender: I. Die Hamiltonsche partielle Differentialgleichung der Bewegung eines Punktsystems. II. Weiteres über die Ersetzung der Bedingungsgleichungen des Punktsystems durch geeignete Parameter. III. Die Bewegung im Falle, daß keine äußeren Kräfte zugegen sind. IV. Eine Problemstellung von Einstein. V. Einsteins Gravitationstheorie. VI. Über die Bedeutung der Konstanten k , k' , K , C , C' . VII. Exkurs zur Theorie der beinahe kreisförmigen Planetenbahnen. VIII. Weiteres über die Konstanten der Einsteinschen Formeln. IX. Einsteins Erklärung der Bewegung des Merkur-Perihels. X. Über den Zusammenhang zwischen Eigenzeit und allgemeiner Zeit. XI. Anwendung der Störungstheorie zur Berechnung der Bewegung des Merkur-Perihels. XII. Eine Untersuchung von Tisserand betreffs der Unzulänglichkeit des Weberschen Anziehungsgesetzes zur Erklärung jener Perihelbewegung. XIII. Schlußbemerkungen. Die Darstellung schließt mit einem kurzen Referate in schwedischer Sprache. KORN.

L. Silberstein. Contribution to the Quantum Theory of Spectrum Emission: Spectra of Atomic Systems containing a Complex nucleus. Phil. Mag. (6) 39, 46—66, 1920. Verf. zeigt, daß das Feld eines axial symmetrisch gebauten Atomkerns in großen Entfernungen (verglichen mit den Dimensionen des Kerns) näherungsweise mit dem Felde zweier fester Zentra übereinstimmt. Das quantentheoretische Problem der Bewegung eines Elektrons um einen solchen Kern wird mit Hilfe einer von Bohr herrührenden Approximationsmethode behandelt. Die Endformel für die Energie, welche Verf. angibt, stimmt jedoch nicht mit der inzwischen von Tank (Ann. d. Phys. 59, 293—331, 1919; diese Ber., S. 50) aus der exakten Lösung des Problems der Bewegung um zwei feste Zentra gefolgerten überein. Der Grund dafür liegt in einer inkorrekten Anwendung der Bohrschen Methode seitens des Verf. Damit fallen auch die Schlüsse auf endliche Breite der spektralen Linien, welche er aus dem Auftreten eines unbestimmten, durch die Quantenzahlen nicht festgelegten Parameters in seiner Formel zieht, denn in der korrekten Lösung findet sich kein solcher Parameter. Dieselben Einwände beziehen sich auch auf die Silbersteinsche Behandlung des allgemeineren Problems eines asymmetrischen Kerns.

EPSTEIN.

Karl Lichtenecker. Ableitung des quantentheoretischen Ansatzes für die Entropie ohne Zuhilfenahme der Stirlingschen Formel. Phys. ZS. 20, 12—14, 1919. [S. 714.]

SHEEL.

J. E. Lilienfeld. Die Elektrizitätsleitung im extremen Vakuum. Röntgenspektren bei verschiedenen Entladungsbedingungen. Leipziger Ber., Math.-phys. Kl. 71, 113—144, 1919. [S. 690.]

SWINNE.

3. Mechanik.

Max Planck. Einführung in die allgemeine Mechanik. Zum Gebrauch bei Vorträgen, sowie zum Selbstunterricht. Mit 43 Fig. 2. Aufl. Verlag von S. Hirzel in Leipzig, 1920.

SCHEEL.

N. R. Sen. On the Potential of Uniform and Heterogeneous Elliptic Cylinders at an External Point. Phil. Mag. (6) **38**, 465—479, 1919. Verf. stellt sich die Aufgabe, das zweidimensionale Potential eines elliptischen Zylinders, dessen Massenverteilung (über den Querschnitt) gegeben ist, mittels ebener Polarkoordinaten (r, d_2 mit einem der Brennpunkte als Pol) zu behandeln. Dementsprechend wird das Potential in eine nach Produkten $r^{-n} \cos n d$ fortschreitende Reihe entwickelt, zu der noch das logarithmische Glied $\log r$ hinzutritt. Die Koeffizienten der Entwicklung erweisen sich beim homogenen Zylinder als hypergeometrische Funktionen, beim inhomogenen als endliche oder unendliche Summen solcher Funktionen. Nur in zwei Fällen reduzieren sich die hypergeometrischen auf Binomialreihen; wenn die Dichte konstant (Homogenität) und wenn sie umgekehrt proportional der Entfernung vom Brennpunkte ist. Zum Schlusse werden einige Bemerkungen über das Potential unendlich langer Prismen gemacht, deren Querschnitt von zwei konfokalen elliptischen Segmenten und zwei vom Brennpunkte ausgehenden Strahlen begrenzt ist.

EPSTEIN.

Daniel Buchanan. Asymptotic Satellites near the Equilateral-Triangle Equilibrium Points in the Problem of Three Bodies. Trans. Camb. Phil. Soc. **22**, 309—340, 1919.

SCHEEL.

L. Majorana. Expériences sur la gravitation. C. R. **169**, 719—721, 1919. Verf. berichtet, daß er nunmehr eine Gravitationsverminderung durch Absorption mit Hilfe der empfindlichen von ihm konstruierten Apparate festgestellt hat. Er erhielt eine Verminderung von etwa ein Tausendstel mg für eine Bleimasse von 1274 g, wenn sie von einer in geeigneter Form angeordneten Masse Quecksilber umgeben wird. Der Apparat besteht im wesentlichen aus einer außerordentlich empfindlichen Wage, für welche die Ablesungen auf elektrischem und optischem Wege gewonnen werden (elektrische Kontakte und Schwimmer, welche Lageänderungen von kleinen Spiegeln hervorrufen). Mit Rücksicht auf die Bedeutung, welche eine Bestätigung dieser Versuche haben würde, wäre eine recht baldige ausführliche Veröffentlichung erwünscht; die bisherige kurze Notiz läßt noch viele Zweifel offen.

KORN.

Theodore W. Richards and Jitsusaburo Sameshima. The compressibility of indium. Journ. Amer. Chem. Soc. **42**, 49—54, 1920. Die Kompressibilität wurde an einem sorgfältig gereinigten, durch Gießen in einem Glasrohre erhaltenen Indiumzylinder von 4,5 cm Länge, 0,51 cm Durchmesser und 6,7 g Gewicht erhalten, dessen Dichte $7,314 \pm 0,004$ bestimmt wurde. Die Messung selbst erfolgte in einem mit Quecksilber gefüllten Glaspiezometer, bei welchem die Einstellung des Meniskus durch Beobachtung des Stromdurchganges zu einer Platinspitze bestimmt wurde; dabei wurde die Differenz der Kompressibilität des Indiums gegen die des Quecksilbers ermittelt. Gegen das Amalgamieren wurde das Indium durch Einbettung in Wasser geschützt, dessen Kompressibilität dadurch herausfiel, daß auch bei den Beobachtungen mit Quecksilber allein sich dieselbe Wassermenge im Piezometer befand. Die Kompressibilität des Indiums zwischen 100 und 500 Megabar ergab sich bei 25° zu $0,000\,002\,7$ (also und zu $\frac{2}{3}$ von der des Quecksilbers).

BERNDE.

H. Moore and S. Beckinsale. The removal of internal stress in 70:30 brass by low temperature annealing. *Engineering* 109, 393—395, 1920. Durch Ausglühen eines kalt bearbeiteten Stückes lassen sich zwar die durch diesen Prozeß erzeugten inneren Spannungen wieder beseitigen, zugleich damit verschwindet aber auch die durch ihn hervorgebrachte größere Härte. Es wurde nun festgestellt, daß es durch genügend langes Erwärmen auf niedrige Temperaturen möglich ist, die inneren Spannungen vollständig zu beseitigen, ohne daß die Härte wesentlich nachläßt. Um Stücke mit gleicher innerer Spannung zu erhalten, wurden aus ausgeglühtem Messingblech (70,4 Proz. Cu, 29,5 Proz. Zn) flache Schalen von 3,5" Durchmesser und 1,1" Höhe mit flachem Rand gedrückt. Um ihre inneren Spannungen festzustellen, wurden sie zunächst 30 Sek. in 40proz. Salpetersäure, dann 5 Min. in eine 1proz. Lösung von Mercuronitrat (die mit 1proz. Salpetersäure versetzt war) getaucht und die Zeit bis zum Beginn des ersten Aufplatzens beobachtet. Bei starken inneren Spannungen begann dies schon nach 3 Min.; trat das Aufplatzen nicht im Verlauf von 28 Tagen ein, so wurden die Stücke als spannungsfrei betrachtet. Die ersten Risse bildeten sich immer am Rande, und zwar senkrecht zu ihm.

Zur Härteuntersuchung dienten Streifen aus einem Material, angenähert derselben Zusammensetzung, welche verschieden stark gewalzt wurden, so daß ihre Brinellhärte (die mit einer 2 mm-Kugel bei 40 kg Druck bestimmt wurde) von 90 bis 200 variierte, während sie für ausgeglühtes Material den Wert 58 hat. Die Zerreißfestigkeit betrug (für das ausgeglühte und das härteste Material) 19,7 bzw. 52,0 t/Quadratzoll, die Dehnung 60 bzw. 7 Proz. Schalen und Streifen wurden nun für verschiedene Zeiten auf Temperaturen von 100 bis 325° in einem Dampföfen oder in einem Wachsbade erhitzt. Es ergaben sich folgende Resultate:

Zeit, nach welcher die inneren Spannungen völlig verschwunden waren.

Temperatur	200°	225°	250°	275°	300°	325°
	96h	48h	5h	1h	20m	5m

Zeit, in welcher eine eben merkliche Verringerung der Härte eintrat.

Anfangshärte	200	2h	20m	5m
"	165	2h	20m	

Aus dieser Zusammenstellung folgt, daß es durch entsprechende Wahl der Glüh-temperatur und -dauer möglich ist, die inneren Spannungen vollständig zum Verschwinden zu bringen, ohne daß die Härte verringert wird, falls es sich nicht um außergewöhnliche, praktisch kaum vorkommende hohe Werte (200) handelt. Beim Erwärmen auf Temperaturen zwischen 100 und 300° trat zunächst immer ein Anwachsen der Härte ein. Die Zeit, während welcher dies erfolgte, nimmt aber mit steigender Temperatur ab.

BERNDT.

P. Ludwik. Über die Änderung der Festigkeitseigenschaften der Metalle bei wechselnder Beanspruchung. *ZS. f. Metallkde.* 11, 157—168, 1919. Die bisherigen Beobachtungen über den Widerstand der Metalle gegen Dauerwechselbeanspruchungen sind sehr widerspruchsvoll. Es wurden deshalb sorgfältig ausgeglühte Blei-, Aluminium- und Elektrolytkupferdrähte von 6 bis 11 mm Durchmesser durch Verdrehung untersucht, und zwar zunächst bei in gleicher Richtung wechselnder Beanspruchung. Bei stetiger Belastung nimmt die in der Zeiteinheit stattfindende Formänderung rasch ab, während sie bei Wechselbeanspruchung bald einen vielfach höheren konstanten Grenzwert erreicht, unter welchem das Material vorzeitig bricht. Dies ist wohl dadurch zu erklären, daß bei jedem Wechsel bleibende Hin- und Herschiebungen auftreten, die allmählich das Gefüge lockern und zerstören. Durch vorhergehende Kaltreckung werden die bleibenden Formänderungen außerordentlich verringert, die zum Bruch

nötige Wechselzahl aber nicht dementsprechend erhöht; ein genügend oft wiederholter Spannungswechsel vermag die Wirkung der Kaltreckung wieder mehr oder minder aufzuheben. 2500 Spannungswechsel verringern die Torsionsfestigkeit von Aluminium um etwa 11 bis 12 Proz., von Kupfer um 15 Proz.

Eine die Richtung wechselnde Beanspruchung ist bei Kupfer und Aluminium viel gefährlicher als stets gleichgerichtete; so genügen bei Kupfer schon vier Belastungen wechselnder Richtung gegenüber 2500 bei gleicher Richtung. In der Richtung der vorangegangenen Beanspruchung ist die Festigkeit eines Materials größer, in entgegengesetzter wesentlich kleiner. Das ermüdete Metall zeigt unabhängig von der Zahl der vorausgegangenen Spannungswechsel und der Höhe der gewählten Grenzbelastung jenseits dieses Wertes ein fast gleiches, aber wegen der Gefügebrauchung früher abbrechendes Torsionsdiagramm wie das ursprüngliche Material. Dieses ist aber durch die bei jedem Spannungswechsel auftretende, sehr bedeutende bleibende Deformation nicht härter geworden.

BERNDT.

W. C. Unwin. The brinell and scratch test of hardness. Engineering 108, 669, 1919. Nach Messungen von R. Hadfield und S. A. Main (Journ. Inst. Mech. Eng. Oktober 1919) an Stahlsorten mit Brinellhärten von H_B 104 bis 741 ist die Methode der Ritzhärtenbestimmung nicht so genau, da sich hierbei die Strichbreite w nur von $\frac{1}{100}$ bis $\frac{6}{100}$ mm änderte. Sie berechneten die Ritzhärte H nach der Formel

$$H = 0,02675/w^3 \dots \dots \dots (1)$$

Damit ergab sich die Zahl für die Ritzhärte bei den härteren Stahlsorten größer als die für die Brinellhärte (z. B. 1345 gegen 741). Nun stellt die Formel

$$H = 0,622/w^2 \dots \dots \dots (2)$$

die Messungen von Hadfield etwa mit gleicher Genauigkeit dar, denn der mittlere Fehler $[100 \cdot (H_R - H_B)/H_B]$ der nach Gleichung (1) berechneten Werte ergab sich auf 57,7 Proz. und nach Gleichung (2) zu 52,9 Proz. Vergleicht man aber nur die härteren Stahlsorten (Brinellhärte von 302 bis 741) und berechnet für diese die Ritzhärte aus

$$H = 0,68 w^2, \dots \dots \dots (3)$$

so betragen die mittleren Fehler für die aus Gleichung (1) berechneten Werte 22,5 Proz., nach Gleichung (3) dagegen nur 16,6 Proz. Für die härtesten Stähle (Brinellhärte 696 bis 741) werden die Fehler in den beiden Fällen 32,1 bzw. 21,6 Proz. Die Ansätze (2) und (3) ergeben sich aus der Annahme, daß die Ritzhärte proportional der Arbeit zum Entfernen der Volumeneinheit des Materials ist. Diese ist nämlich gleich $B \cdot P/w^2$ P die Last, B ein Faktor, der von der Form des Diamanten abhängt). BERNDT.

Bürklin. Durchbiegung von Gittermasten. Elektrot. ZS. 41, 252—253, 1920. Für einen quadratischen Gittermast wird die Durchbiegung berechnet unter Annahme einer am Ende wirkenden Einzellast; außerdem wird eine über den ganzen Querschnitt gleichmäßig verteilte Windbelastung angenommen. Für die Durchbiegung ergibt sich ein kleinerer Wert (0,99 Proz. der freien Länge) als unter Verwendung der sonst in der Praxis üblichen Näherungsformeln (1,41 und 1,35 Proz. der freien Länge). SCHULZ.

Thoma. Die Beanspruchung frei tragender gefüllter Rohre durch das Gewicht der Flüssigkeit. ZS. f. d. ges. Turbinenw. 17, 49—52, 1920. Durch die infolge der Schwerkraft verschiedene Druckwirkung in einem mit Flüssigkeit gefüllten Rohr wird die Kreisform seines Querschnittes gestört. Es wird nun für ein an seinen beiden Enden festgehaltenes oder zwischen zwei Versteifungsringen beweglich gelagertes oder schließlich durch starre Deckel geschlossenes horizontales Rohr gezeigt, daß dieses bis auf ziemlich große Entfernung von den gestützten Querschnitten dem ungleichen Innen-

drucke widersteht, ohne daß die Biegungsfähigkeit seiner Wände dafür in Frage kommt. Für nicht biegungssteife Wände gilt nämlich die Formel für die durch den Innendruck bewirkte Wandspannung σ_u in der Umfangsrichtung $\sigma_u = p \cdot r/h$ (r Radius, h Wandstärke des Rohres) auch dann, wenn σ_u keine Hauptspannung ist, und ferner für veränderliches p und h . Sie gilt überhaupt für alle hinreichend dünne Gefäßwände, die nach einer abwickelbaren Fläche geformt sind. BERNDT.

John Case. Continuous beams with end load. Engineering 108, 693, 1919. Weist darauf hin, daß das kürzlich von Higgs-Walker im Engineering behandelte „verallgemeinerte Theorem der drei Momente“ eines kontinuierlichen Balkens mit Seiten- und Endbelastung schon früher vom Verf. in Aeronautics (23. und 30. Oktober 1919) behandelt wurde, wobei auch verschiedene Lastverteilung und der Fall eines kleinen Winkels zwischen den beiden Teilen des Balkens beiderseits einer Bolzenverbindung berücksichtigt ist. Der Fall einer „steifen“ Verbindung ist im Flight (Mai 1919) von ihm erörtert. Zum Schluß wird noch eine Verbesserung zu einer von Higgs-Walker aufgestellten Formel angegeben. BERNDT.

G. Tammann. Die Entstehung des muscheligen Bruches. Göttinger Nachr., Math.-phys. Kl., 1919, 218—219. Beim Zerschlagen eines Glasstückes entstehen longitudinale Wellensysteme, bei welchen, wie man aus der Bruchfläche sieht, die Wellenlängen von 100 bis 1 mm schwanken können. Die Bruchfläche wird immer muschelig, auch bei Kristallen, wenn den Kristalliten die Spaltbarkeit und die Fähigkeit, Gleitebenen zu bilden, fehlt und die Kristalliten gut miteinander verklebt sind. Die Ursache der auf den muscheligen Bruchflächen zuweilen auftretenden, von der Schlagstelle aus radial verlaufenden Strahlen ist in Störungen der Longitudinalwelle infolge von Inhomogenitäten und ähnlichem zu suchen. BERNDT.

E. H. Schulz. Über die Reckverarbeitung, insbesondere das Warmpressen von Metallen und Legierungen. Der Betrieb 2, 93—96, 1919. Durch geeignete Reckbearbeitung (Schmieden, Walzen, Pressen) kann gleichzeitig Formgebung und Veredelung erzielt werden. Durch das Recken wachsen Streck- und Bruchgrenze sowie die Härte, während die Dehnung abnimmt; dabei werden die Kristallpolygone langgezogen. Durch entsprechende Erwärmung wird nun aber das Kristallgefüge wesentlich verfeinert; zwar nehmen dabei Streck-, Bruchgrenze und Härte wieder ab und die Dehnung zu, doch bleiben die mechanischen Eigenschaften bei geeigneter Wärmebehandlung besser als die des Ausgangsmaterials. Durch Wahl der Anlaßtemperatur kann man innerhalb gewisser Grenzen ganz verschiedene Werte der Festigkeit und Dehnung erzielen. Recken bei höherer Temperatur ist als gleichzeitig erfolgendes Kaltrecken und Anlassen aufzufassen. Aus diesen Gründen können Preßteile mit weniger Material hergestellt werden als Gußkörper; durch das Warmpreßverfahren tritt ferner eine wesentliche Ersparnis an Arbeitslohn und Werkzeugen ein. Häufig wird man auch Preßmaterial an Stelle eines sonst höherwertigen verwenden können.

Auf der Strangpresse hergestelltes Material hat gegenüber gewalztem größere Festigkeit, glattere Oberfläche und läßt um 15 Proz. größere Schnittgeschwindigkeit zu; ferner kann man damit beliebige Profile herstellen. Es werden einige Angaben über das Kalt- und Warmpressen von Kupfer, Zink, Bronze, Messing, Duranametall, Deltametall, Aluminium und Elektrometall gemacht. BERNDT.

Hermann Altpeter. Über praktische Verwertung wissenschaftlicher Ergebnisse bei der Flußeisendrahtfabrikation. ZS. f. Metallkde. 11, 180—193, 1919. Während eine Unterteilung der Ferritkörner in Richtung der Streckung schon nach dem zweiten Zuge eintrat, erfolgte sie quer dazu erst verhältnismäßig spät, besonders in der Rand-

zone. In 1proz. Schwefelsäure zeigte der Kern größere Löslichkeit, was durch seine stärkere Reckung, aber auch durch seine andere chemische Zusammensetzung bedingt sein kann. Praktisch wird die größere Löslichkeit des gezogenen Materials (gegenüber dem ausgeglühten) dadurch berücksichtigt, daß man empirisch die Konzentration der Ziehflüssigkeit beim Naßzuge dem Streckungsgrade anpaßt.

Wie mit dem Skleroskop festgestellt wurde, nimmt die Härte mit wachsender Streckung und auch im selben Querschnitt von außen nach innen zu. Gleichzeitig wachsen auch Streck- und Bruchgrenze (σ_S und σ_B). Dabei nimmt aber das Verhältnis σ_B/H_K (H_K die Härte für die Kernzone) mit von 1 bis 16,93 wachsendem Streckungsgrade von 1,7 bis 1,1 und σ_S/H_K von 1,5 bis 1,0 (abgesehen von einigen Unregelmäßigkeiten) ab. Setzt man für σ_B/H_K im Mittel 1,175, so kann man aus H_K angenähert die Bruchfestigkeit bestimmen. Die Gesamtbruchfestigkeiten (also Bruchgrenze $\times$ Querschnitt) liegen bei richtiger Durchführung des Ziehprozesses auf einer schwach gekrümmten Parabel höherer Ordnung (Ordinaten: Gesamtfestigkeiten, Abszissen: Drahtdurchmesser), die anfangs durch eine Gerade ersetzt werden kann. Hierauf wurde ein graphisches Verfahren auf logarithmisch geteiltem Papier (wobei sich die Parabeln in parallele Geraden verwandeln) zur Ermittlung der Festigkeit in den einzelnen Phasen des Drahtzuges gegründet. Der Walz- bzw. Glühdraht fällt aus der Parabel heraus; er ordnet sich ihr aber ein, wenn man an Stelle seines Querschnittes seinen Kontraktionsquerschnitt nimmt. Durch ungleichmäßige Abkühlung während des Walzprozesses treten natürlich Abweichungen auf, weshalb man die Drähte vor Beginn des Ziehens zweckmäßig ausglüht, was auch praktische Vorteile bietet.

Die Biegezahlen zeigten für geglühte und ungeglühte Drähte gesetzmäßiges Steigen mit abnehmendem Drahtdurchmesser (bei konstantem Biegeungsradius); sie verhielten sich umgekehrt wie die Festigkeiten. Dadurch wurde wieder die Aufstellung eines logarithmischen Diagramms ermöglicht. BERNDT.

E. H. Schulz und O. Zeller. Über die Bildung einer grobkristallinen Struktur im Preßzink beim Erhitzen. Forschungsarb. a. d. Geb. d. Ingenieurw., Sonderreihe M, Heft 1, 32—33, 1919. [S. 676.] BERNDT.

Neil J. Maclean. The art of casting in high tensile brass. Engineering 109, 388—391, 1920. [S. 676.] BERNDT.

W. C. Hothersall und E. L. Rhead. Some notes on the effects of hydrogen on copper. Engineering 109, 391—393, 1920. [S. 677.] BERNDT.

Ponsonby Moore Crosthwaite. Experiments on the horizontal pressure of sand. Engineering 109, 253—254, 1920. Der Winkel φ der inneren Reibung für Sand, Ton usw. wurde nach der Rankineschen Formel

$$d = \frac{P}{W} \cdot \left(\frac{1 - \sin \varphi}{1 + \sin \varphi} \right)^2$$

bestimmt, in welcher d die Eindringungstiefe eines Stempels unter dem Druck P und W das Gewicht der Volumeneinheit des Materials bedeutet. Er ergab sich viel kleiner als der Winkel im Ruhezustande und hing von der Art der Schüttung ab. Versuche mit Sand, der in verschiedener Art gegen eine um ihre untere Kante drehbare vertikale Tür geschüttet wurde, zeigten, daß die von Rankine und Coulomb berechneten Drucke viel zu hoch waren. Die Theorien von Darwin, Boussinesq, Brightmore und anderen geben richtige Werte für den Keil maximalen Druckes nur, solange die Sand nicht überlastet ist, während in diesem Falle die berechneten Drucke um 30 Proz. zu groß ausfallen. Es wurde deshalb die Formel zur Berechnung des horizontalen

Druckes dahin abgeändert, daß die Reibung zwischen Wand und Füllmaterial außer acht gelassen wurde (die Berechtigung hierzu wurde noch durch besondere Versuche bewiesen), und daß ferner an Stelle des Winkels im Ruhezustande der der inneren Reibung trat, der bei Sand, je nach der Schüttung, $42\frac{1}{3}$ bis 49° (an Stelle von 35° im Ruhezustande) beträgt. Mit diesem Ansatz ergab sich gute Übereinstimmung zwischen den beobachteten und den berechneten Werten.

BERNDT.

A. Stodola. Zur Theorie der kritischen Drehzahlen. ZS. f. d. ges. Turbinenw. 17, 1—5, 18—22, 1920. Erweiterung eines früheren Aufsatzes (ebenda 1918, 253) über „Neue kritische Drehzahlen“. Im Gegensatz zu Klein und Sommerfeld behandelt der Verf. nicht die gleichsinnige Präzession, sondern den Gegenlauf. 1. Zunächst ergibt sich für eine wagerechte Welle, daß die Wirkung der Schwere und die Kreiselkräfte einander überlagert werden können. Das steht im Widerspruch mit der Überlegung, daß die einzelnen Fasern einer glatten Welle infolge ihrer Längenänderung bei der Umdrehung Resonanzschwingungen aufweisen können. Aber die Fasern sind ja durch Schubkräfte miteinander gekuppelt; eine Nachrechnung zeigt, „daß die Trägheitskraft der axialen Beschleunigung durch die entsprechende Komponente der Fliehkraft aufgenommen wird“. Ein weiterer Einwand, daß infolge der Längenänderung der Fasern „ein Transport von elastischer Energie stattfindet“, der zu einer kritischen Störung führt, wird dadurch hinfällig, daß die Druck- und Zugspannungen der einzelnen Quadranten sich in ihrer Wirkung auf die Drehung gegenseitig aufheben. Auch der Einfluß einer Krümmung der Querschnitte infolge der Schubspannungen liefert in einer Näherungsrechnung lediglich ein zusätzliches Moment in der Gleichung der elastischen Linie, jedoch keine Änderung des Zusammenhanges zwischen den Flächen- und Massenkraften.

2. Wie sich die Wirkung der Kreiselkräfte bei locker sitzenden Scheiben ändert, wird für den Fall einer stationären Bewegung, nämlich einer regulären Präzession im Gegenlauf mittels eines mit der Welle umlaufenden Koordinatensystems untersucht. Die Drehung der Scheibe erfolgt um eine Achse, die gegen die Welle und gegen die wagerechte Einspannungsrichtung der Welle geneigt ist. Um diese Stellung dauernd beizubehalten, muß die Scheibe eine Taumbewegung ausführen. Die Gleichgewichtsbedingungen ergeben, daß jede beliebige Präzessionsgeschwindigkeit bestehen kann, mit Ausnahme des Verschwindens einer Nennerdeterminante, die zu unendlichen Ausbiegungen der Welle führt, falls die Scheibe nicht gerade aufsitzt (Fall des indifferenten Gleichgewichtes). Die Ableitungen werden am Falle des synchronen Gleich- und Gegenlaufes geprüft; sie führen zu den früheren kritischen Drehzahlen. Ist die Scheibe schief, aber fest aufgekeilt, so tritt ein neues Fliehkraftmoment hinzu.

3. Ist die Welle gleichmäßig mit vielen lockeren Scheiben belastet, so ergibt eine Erweiterung der früheren Rechnung zunächst die bekannte kritische Drehzahl des synchronen Gleichlaufes und des Gegenlaufes; dieselben Werte folgen mit einem anderen Ansatz zur Lösung der Schwingungsgleichung (der einen Rücklauf des Berührungspunktes der schiefen Scheibe mit der Welle bedeutet).

4. Die strengen Gleichungen für die Kreiselwirkung bei exzentrischer Schwerpunktlage (vgl. Dingers Polyt. Journ. 1918, 17) lassen sich näherungsweise vereinfachen, wenn man die Verdrehung der Welle vernachlässigt. Es folgen Gleichungen von ähnlichem Bau wie im vorhergehenden Abschnitt, sie ergeben jedoch keinen „Gegenlauf“. Die Verbiegung durch Exzentrizität überlagert sich dem Zustande der zentrisch belasteten geraden Welle.

5. Eine dämpfende Kraft, die (zum Vereinfachen der Rechnung) der Geschwindigkeit proportional ist, läßt nach einiger Zeit nur die stationäre Bewegung übrig, die der

gleichlaufenden Präzession entspricht. Daher nimmt man gewöhnlich die kritische Drehzahl des Gegenlaufes nicht wahr.

Bei Versuchen an einer gezogenen Stahlwelle mit zehn Scheiben in gleichem Abstände voneinander und von den Lagermitten (die Wirkung der Scheiben in diesen selbst fehlt also), auf die in der Mitte eine sinusförmig veränderliche Kraft ausgeübt wurde, ergaben sich durch Auftragen der Ausschläge abhängig von der Drehzahl bemerkenswerte Schaubilder. Die normale kritische Drehzahl des Gleichlaufes und zwei kritische Drehzahlen des Gegenlaufes ergaben sich im allgemeinen Verlauf übereinstimmend mit der Theorie, für zwei verschiedene Scheibengrößen und je drei verschiedene Störungsperioden.

Für den Fall der lockeren Einzelscheibe ergab der Versuch je eine kritische Drehzahl des Gleichlaufes und des Gegenlaufes (auch ohne Krafteinwirkung von außen!). Beim Wechsel der Schrägstellung zwischen beiden Zuständen, der für den Lockerungswinkel zu noch größeren rechnerischen Schwierigkeiten führt als für die analoge Schwerpunktsexcitrität bei der oben behandelten Fliehkraftwirkung, trat ein eigenartiges Rasseln ein. Der Grund für diese Selbsterregung, die sich nur bei den ersten Versuchen zeigte, ist noch nicht gefunden. EVERLING.

A. Rateau. Quantité de mouvement totale et vitesse moyenne du jet de gaz sortant d'un réservoir qui se vide par une tuyère. C. R. 168, 581—587, 1919. Das Problem ist von Bedeutung für die praktische Frage des Rücklaufes der Geschütze. Es wird unter der Voraussetzung behandelt, daß die Summe bzw. das Mittel über die gesamte Zeit der Entspannung des Gases zu nehmen ist. Es wird eine Formel für die Größe μ (Verhältnis der mittleren zur Anfangsgeschwindigkeit des Gases) in ihrer Abhängigkeit von dem Anfangsdrucke und von der Größe $k = (\gamma - 1)/\gamma$ (γ Verhältnis der spezifischen Wärmen des Gases) gegeben; die Formel wird durch vier Kurven illustriert in den Fällen $k = 0, 1/10, 1/5, 2/7$, welche den Werten $1, 10/9, 5/4, 7/5$ von γ entsprechen; der dritte Wert entspricht den bei dem Abschluß von Geschützen in Betracht kommenden Verhältnissen. KORN.

Foch. Au sujet de la période propre des conduites à caractéristique unique munies d'une poche d'air. C. R. 169, 502—505, 1919. Nach den Gleichungen von Allievi, welche für die Bewegung von Wasser in Röhren gelten, sind die Drucke y und die Geschwindigkeiten v zur Zeit t in folgender Weise gegeben:

$$\left. \begin{aligned} y &= y_0 + F(t) - F\left(t - \frac{2L}{a}\right) \\ v &= v_0 - \frac{g}{a} \left[F(t) + F\left(t - \frac{2L}{a}\right) \right] \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

wo y_0 und v_0 die Werte zur Zeit $t = 0$ sind, L die Länge der Röhre, a die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen, F bei Voraussetzung eines periodischen Bewegungszustandes eine periodische Funktion der Zeit vorstellt. Wird nun im Zusammenhang mit der Leitung ein Luftraum vom Volumen u angenommen mit dem Querschnitte S an der Stelle, wo er mit der Leitung zusammentrifft, so ist nach der Kontinuitätsgleichung

$$Sv \, dt = du \dots \dots \dots (2)$$

oder

$$yy' = \frac{1}{\gamma} \text{const.} \dots \dots \dots (3)$$

wo $\gamma = 1$ zu setzen wäre, wenn die Veränderungen isotherm vor sich gingen, $= 1,41$ für adiabatischen Veränderungen, allgemein gleich einem dazwischen liegenden Werte in den meisten Fällen. Durch Berücksichtigung dieser Gleichungen und Entwicklungen

von F in eine Fouriersche Reihe (der Einfachheit halber mit einer endlichen Zahl von Gliedern), kann der Einfluß des Lufttraumes auf die periodische Bewegung in der Leitung nach den Allievischen Gleichungen untersucht werden. Bei kleinen Amplituden kommt man wieder auf die Schwingungsdauern von Allievi. Wenn man $\frac{L}{a\Theta}$ klein annehmen kann (Θ sei die Schwingungsdauer der periodischen Bewegung), was darauf hinauskommt, daß die Zeit $\frac{a}{L}$, die eine Erschütterung zum

Durchheilen der ganzen Leitung braucht, klein ist gegen die Schwingungsdauer Θ , ergibt sich eine Periode der Eigenschwingung, wie sie früher von Rateau gefunden wurde. Einige Zahlenbeispiele beschließen die Note.

KORN.

R. de Villamil. Fluid motion and viscosity. Engineering **109**, 225, 1920. Verf. gibt eine Kritik der Bemerkung von Cowley (Eng. **109**, 101—103, 1920), in der er zeigt, daß für die von Cowley angegebene Funktion

$$R = \varrho l^3 v^2 f_2(v/l\nu)$$

besser zu setzen ist

$$[R] = [\varrho]^1 [l]^{2-n} [v]^{3-n} [\nu]^n = \varrho l^3 v^2 \cdot (\nu/v \cdot l)^n.$$

Ist überhaupt keine Reibung vorhanden, so wird $n = 0$, für reinen Reibungswiderstand hingegen $n = 1$; für alle Flüssigkeiten gilt

$$R = \varrho l^3 \cdot v^2 (1 + \nu/v l),$$

wobei gewöhnlich der Ausdruck $\nu/v l$ äußerst klein ist. Für Luft wird, in CGS gemessen, bei $l = 30$ und $v = 670$ $\nu/v l = 6 \cdot 10^{-6}$.

SCHULZ.

W. L. Cowley. Fluid motion and viscosity. Engineering **109**, 255, 1920. Erwiderung auf die Bemerkung von Villamil (s. vorhergehendes Referat).

SCHULZ.

H. Stocker. Die Oberflächenspannung schwingender Flüssigkeitsstrahlen, untersucht an Wasser und wässrigen Salzlösungen. ZS. f. phys. Chem. **44**, 149—180, 1920. Bei elliptischer Ausflußöffnung weist die Oberfläche eines unter bestimmtem Drucke austretenden Flüssigkeitsstrahles periodische Gestaltsänderungen auf, die sich als Schwingungen um eine Gleichgewichtslage unter dem Einflusse der Oberflächenkräfte darstellen lassen. Die Bohrsche Formel für die Oberflächenspannung T wird in der Form

$$T = \frac{4\pi^2}{\lambda^2} c^2 a^3 (\sigma + \sigma_1) \frac{\left\{1 + \frac{37}{24} \left(\frac{b}{a}\right)^2\right\} \left\{1 + 2 \left(\frac{2\mu}{\sigma c a^2 k}\right)^{3/2} + \dots\right\}}{2 \left\{3 + \frac{5}{4} \left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)^2 + \frac{5}{64} \left(\frac{2\pi a}{\lambda}\right)^4\right\}}$$

benutzt, in der λ die Wellenlänge, c die Ausflußgeschwindigkeit, $r_{\max}$ und $r_{\min}$ den größten und kleinsten Radius des Strahlquerschnittes, σ und σ_1 die Dichten von Flüssigkeit und umgebender Luft und μ der Koeffizient der inneren Reibung ist. Ferner ist

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad a = \frac{1}{2} (r_{\max} + r_{\min}) \left[1 - \frac{1}{6} \left(\frac{b}{a}\right)^2\right], \quad \frac{b}{a} = \frac{r_{\max} - r_{\min}}{r_{\max} + r_{\min}}.$$

Auf den aus Kapillaren von weniger als 1 mm Durchmesser unter dem Druck einer Flüssigkeitssäule von 1,00 bis 1,30 m fließenden Strahl fiel paralleles Licht und erzeugte hinter den Knotenstellen des Strahles Brennpunkte, deren Lage auf einer photographischen Platte fixiert und zwecks Bestimmung der Wellenlänge λ ausgemessen wurde. Ausmessung von $r_{\max}$ und $r_{\min}$ erfolgte mikroskopisch. Die im übrigen nach bekannten Verfahren ermittelten Größen ergaben für T Werte, die sich bei Wasser mit

den nach der Steighöhenmethode ermittelten gut decken. Die Auswertung der Kapillarwellen ergibt höhere Werte für T . Als Mittelwert für Wasser wird angegeben:

$$T_{180} = 72,43 \pm 0,15 [\text{dyn/cm}].$$

Mit zunehmender Konzentration der Lösungen wird eine langsame Zunahme des T -Wertes gefunden. Eine Ausnahme stellt NH_3 in Wasser dar, bei dem der Wert von 72,56 für Gehalt 0 bis zu 57,73 bei 19,90 g NH_3 auf 100 Lösung abfällt. Gegenüber den bei der Kapillarwellenmethode sich ergebenden großen Schwankungen, die durch Einfluß des umgebenden Gases nicht erklärt werden können, weisen die Stockerischen Kurven einen völlig gleichmäßigen, nur wenig gebogenen Verlauf auf. Die Differenzen können durch das verschiedene Alter der Schichten nicht erklärt werden, da für ein Alter von 0,01 Sek. bis zu 15 Min. die Änderungen der Oberflächenspannung mit der Konzentration nahezu dieselben bleiben.

SCHULZ.

J. E. Verschaffelt. On the measurement of surface tensions by means of small drops or bubbles. Proc. Amsterdam 21, 366—374, 1919. Unter Zugrundelegung der bekannten Gleichung

$$\sigma = \frac{1}{2}(\mu_1 - \mu_2)ghr \left[1 - \frac{1}{3}r/h - \frac{1}{3}r^2/h^2(2\lg 2 - 1) \right]$$

(vgl. Winkelmann, Handb., 2. Aufl., II, 2, S. 1144, 1159, 1908) wird aus den Versuchen die Kapillaritätskonstante von Hg berechnet, wobei die unter Druck erreichbare maximale Höhendifferenz der Berechnung zugrunde gelegt wird. Je nach der Zeit, während der der Tropfen mit Luft in Berührung war, ergaben sich Werte zwischen 379 und 459. Die kleineren Zahlen ergaben sich für längere Dauer der Berührung mit Luft (vgl. Grüneisen, Ann. d. Phys. (4) 28, 247, 1909). Auch die Methode des hängenden Tropfens gibt Zeitabhängigkeit für σ . Im Vakuum ergaben sich konstante Werte.

Bei Einpressen von Luft in Kapillaren, die in netzende Flüssigkeiten eintauchen, lassen sich die gleichen Formeln benutzen. Die Methoden, welche mit Druckmessungen arbeiten, geben genauere Resultate als diejenigen, welche auf unmittelbarer Messung der Steighöhe beruhen, weil im letzteren Falle zur Berechnung die Größen benutzt werden, die bei den Druckmethoden nur als Korrektionsgrößen dienen.

Für die Methode der Gewichtsbestimmung kleiner Tropfen wird als Erweiterung der Raynoldsschen Formel angegeben (G Tropfengewicht, v Volumen, r Radius des Drahtes)

$$\sigma = \frac{G}{2\pi r} \left(1 + \sqrt[3]{\frac{4}{3} \frac{\pi r^3}{v}} \right),$$

mit eine in bestimmten Grenzen gültige Darstellung der Loschmidtschen Funktion f gegeben ist.

SCHULZ.

Gümbel. Über den Zusammenhang der absoluten Zähigkeit eines Schmiermittels mit der Temperatur. ZS. f. techn. Phys. 1, 47—51, 1920.

— Neues Verfahren zur Messung der absoluten Zähigkeit. Ebenda, S. 72—75. In der Zähigkeits-Temperaturformel von Poiseuille wird statt η die Fluidität $1/\eta$ eingeführt: $1/\eta = a + b\theta + c\theta^2 = (a - b^2/4c) + c(\theta + b/2c)^2$. Für $(a - b^2/4c)$ wird $(1/\eta)_{\min}$, der kleinste Wert der Fluidität, für $-b/2c$ wird $\theta_{\min}$, die Temperatur, bei welcher $(1/\eta)_{\min}$ beobachtet wird, d. h. die Temperatur, bis zu welcher die Poiseuillesche Interpolationsformel gilt, eingeführt (aber ohne nähere Begründung), so daß die Gleichung lautet: $1/\eta = (1/\eta)_{\min} + c(\theta - \theta_{\min})^2$.

Die Konstante c wird gesagt, daß sie eine außerordentlich wichtige Größe zur Verteilung einer Flüssigkeit als Schmiermittel ist; je kleiner c , ein desto besseres Schmiermittel ist die Flüssigkeit, entsprechend dem früher von Gümbel ausgesprochenen Satz (Problem der Lagerreibung, Monatsbl. d. Berl. Bez.-Ver. D. Ing. 1914): Eine

physikalische Berichte. 1920.

Flüssigkeit eignet sich um so besser als Schmiermittel, je geringer die Veränderlichkeit der absoluten Zähigkeitszahl mit der Temperatur ist. Olivenöl ($c = 0,0025$) erscheint als günstigstes Schmiermittel, dann folgt Teeröl ($c = 0,252$ bis $0,265$), Spindelöle ($c = 0,214$ bis $0,282$). Als schlechtestes erscheint Wasser mit $c = 1,214$.

In der zweiten Mitteilung wird ein Apparat zur Messung der absoluten Zähigkeit von strengflüssigen Ölen, Schmiermitteln beschrieben, in welchem eine kapillare Kreisringfläche der (nicht kapillaren) Austrittsöffnung des Apparates vorgeschaltet wird. In dieser Spalt (Höhe der Kreisringfläche) klein, um eine laminare Strömung sicherzustellen, so ist es möglich, aus der gemessenen sekundlichen Ausflußmenge die Zähigkeitszahl zu bestimmen. (Sonstige Handhabung des Instrumentes wie beim Englerapparat.) $\eta = [H_{\text{mittel}} \cdot \gamma \cdot \pi h^3 \ln(R:r)] : 6Q$; hier ist Q = die sekundliche Ausflußmenge in m^3 , r innerer Halbmesser des Einsatzkörpers, R sein äußerer Halbmesser, h die Spaltweite in m , H = Flüssigkeitshöhe über Mitte Spalt in m , γ = Gewicht pro Vol.-Einh. (in kg/m^3), H_{mittel} = mittlere Spiegelhöhe über der Spaltmitte. Ähnlich wie beim Kapillarverfahren ist auch hier eine Verbesserung an der Druckhöhe anzubringen. STÖCKL

Irene D. Götz. Über die beim Verdünnen konzentrierter Lösungen bzw. beim Mischen zweier Flüssigkeiten auftretenden Volumänderungen. *ZS. f. phys. Chem.* **44**, 181—209. 1920. Im allgemeinen nimmt man an, daß Flüssigkeiten sich beim Mischen additiv verhalten, wenn in ihnen keine chemischen Veränderungen auftreten. Die zur Mischung gelangenden Flüssigkeiten wirken also in allen Fällen, wo Additivität der Eigenschaften nicht besteht, chemisch aufeinander ein, wobei eine neue chemische Verbindung entsteht durch Anlagerung aneinander oder Spaltung der Moleküle der zur Mischung gelangenden Flüssigkeiten. Diese neue Verbindung hat nun sowohl von denen der Komponenten, als auch der Gemische verschiedene Eigenschaften, wodurch dann die Berechnung der Eigenschaften des Gemisches — wie der Verf. behauptet — nicht ohne weiteres aus den Eigenschaften der zur Mischung gelangenden Komponenten möglich sei. Der Verf. beleuchtet daher diese Frage von einem anderen Standpunkte. Er nimmt an, daß zwischen den Molekülen einer jeden Flüssigkeit eine Anziehungskraft besteht, die sowohl von den substantiellen Eigenschaften der Moleküle, als auch von ihrer räumlichen Verteilung abhängig ist. Der Binnendruck verschiedener Flüssigkeiten wird dementsprechend recht verschiedene Werte annehmen können; infolgedessen wird auch der Binnendruck eines Gemisches im allgemeinen von einem jeden der Binnendrucke der Komponenten verschieden sein. Wenn nun die Flüssigkeiten Eigenschaften haben, die vom Binnendrucke abhängig sind, so können eben diese Eigenschaften im Gemische nicht unverändert bleiben, da ja die Komponenten beim Mischen einer Binnendruckänderung ausgesetzt sind. Es muß also beim Berechnen der betreffenden Eigenschaften des Gemisches dieser Binnendruckänderung Rechnung getragen werden. Da das Volumen der Flüssigkeit eine jener Eigenschaften ist, die vom Binnendruck abhängen, hat der Verf. versucht, die Volumänderung beim Verdünnen einer konzentrierten Lösung bzw. beim Mischen zweier Flüssigkeiten auf die dabei auftretende Binnendruckänderung zurückzuführen.

Da eine allgemeine Zustandsgleichung nicht existiert, so wird eine empirische Methode Tammanns angewandt, die sich zwar auf Lösungen fester Stoffe in Flüssigkeiten bezieht, die aber auch auf Flüssigkeitsgemische, d. h. auf Lösungen, wo auch die gelöste Komponente flüssig ist, nach seiner Ansicht ohne weiteres angewendet werden kann. Es mußte dabei zunächst nachgewiesen werden, daß die Wärmeausdehnung und Kompressibilität von konzentrierten Lösungen sich so verhält, wie die Wärmeausdehnung und Kompressibilität des Lösungsmittels unter irgend einem bestimmten äußeren Drucke.

Man kann mithin bezüglich dieser beiden Eigenschaften zu demselben Resultat gelangen, ob man das Lösungsmittel einem äußeren Druck aussetzt, oder darin eine bestimmte Menge irgend einer Substanz löst. Auf Grund hiervon konnte Tammann zeigen, daß die Volumänderungen beim Verdünnen konzentrierter Lösungen sich qualitativ so verhalten, daß sie als Folge des veränderten Binnendruckes aufgefaßt werden können. Nur muß noch ein anderer Einfluß berücksichtigt werden, der noch eine weitere Volumänderung verursacht; das ist die Assoziation, welche den Einfluß des Binnendruckes teilweise verdeckt. Infolgedessen wählt der Verf. Flüssigkeiten, die in ungemischtem Zustand keine assoziierten Molekeln besitzen, und die sich beim Mischen gegenseitig nicht anlagern. Dann kann man, wie der Verf. sagt, aus diesen Flüssigkeiten solche Gemische herstellen, die sich ganz wie konzentrierte Lösungen fester Substanzen verhalten. Ihre Volumänderungen beim Verdünnen muß man also durch die Änderung des Binnendruckes erklären können zwischen den Grenzen, wo Tammanns Gesetz anwendbar ist, und das Volumen der betreffenden Flüssigkeiten nur von dem Gesamtdruck, dem sie ausgesetzt sind, abhängt. Dieses Gesetz wird auf einige Flüssigkeitsgemische angewandt und mit Hilfe dieses Gesetzes die Volumänderung beim Verdünnen konzentrierter Flüssigkeitsgemische berechnet.

Es wurde zunächst die Wärmeausdehnung des Äthylenchlorids und des Benzols bestimmt und gefunden, daß sie im Temperaturbereich von 0 bis 40° die nämliche ist wie jene des Äthyläthers unter einem äußeren Drucke von 420 bzw. 350 Atm. Dann wurde die Wärmeausdehnung von Gemischen von Äthyläther, Äthylenchlorid und Äthyläther-Benzol von verschiedenen Konzentrationen bestimmt; es hat sich ergeben, daß sie gleich sind mit der Wärmeausdehnung des Äthyläthers unter bestimmtem äußeren Drucke. Diese Drucke waren bei Äthylenchlorid bis zu 49,875 Gewichtsprozent Äthylenchlorid, bei Benzol aber bis zu 100 Gewichtsprozent Benzol der Konzentration des Äthylenchlorids bzw. des Benzols proportional. Mit Anwendung von Tammanns Gesetz wurde die Volumverminderung beim Verdünnen einer äthylenchloridreicheren Äthylätherlösung mit Äthyläther berechnet und gefunden, sie sei mit der experimentell bestimmten Volumänderung nahe gleich. Es wurde ferner die Kompressibilität des Benzols mit jener des Äthyläthers unter 350 Atm. verglichen und gefunden, daß sie zwar nahe gleich sind, aber die Größe der Abweichung wegen der Unsicherheit der Kompressionswerte des Benzols nicht genau bestimmbar ist. Endlich wurde noch die Volumverminderung beim Mischen von Äthyläther mit Benzol berechnet unter der Annahme, die beiden Flüssigkeiten seien nur betreffs ihrer Binnendrucke verschieden voneinander und von ihren Mischungen, die Volumänderung sei aber überhaupt nur vom Gesamtdruck abhängig, dem eine Flüssigkeit ausgesetzt ist (äußeren Druck + Binnendruck). Die berechneten Werte waren mit den experimentell bestimmten nahe gleich, einzelne Fälle ausgenommen.

A. SCHULZE.

Ernst Cohen, C. W. G. Hettterschij und A. L. Th. Moesveld. Piezochemische Studien VI. Experimentelle Prüfung des Braunschen Gesetzes auf elektrischem Wege. ZS. phys. Chem. 44, 210—232, 1920. Die Braunsche Gleichung:

$$\left(\frac{\partial x}{\partial \pi}\right)_T : \left(\frac{\partial x}{\partial T}\right)_\pi = -T \frac{\Delta V}{Q},$$

worin $\left(\frac{\partial x}{\partial \pi}\right)_T$ der Druckkoeffizient der Löslichkeit des untersuchten Stoffes bei konstanter Temperatur, $\left(\frac{\partial x}{\partial T}\right)_\pi$ der Temperaturkoeffizient der Löslichkeit bei konstantem Druck und $T^0, \Delta V$ die fiktive Volumänderung ist, die den Lösungsakt einer bestimmten Gewichtsmenge des gelösten Stoffes in einer unendlich großen Menge des Lösungs-

mittels (bei der Temperatur T und 1 Atm. Druck) begleitet, während Q die diesem Vorgange entsprechende Wärmetönung (fiktive Lösungswärme mit dem entgegengesetzten Vorzeichen) darstellt, ist von Cohen und Moesveld (ZS. f. physik. Chem. 93, 385, 1919) eingehend studiert und mit der Erfahrung in gutem Einklang gefunden worden. Handelt es sich um Elektrolyte, so stößt man auf große Schwierigkeiten, wenn es sich um die Bestimmung von Q handelt. In der vorliegenden Arbeit zeigen die Verf., daß sich dieser Übelstand durch Anwendung geeigneter elektrischer Methoden umgehen läßt.

Bei der experimentellen quantitativen Prüfung des Braunschen Gesetzes auf elektrischem Wege in einem speziell dazu gewähltem Falle (Elektrolyt) ergab sich, daß diese Beziehung den Tatbestand innerhalb der Versuchsfehler beschreibt. Um diese Prüfung durchführen zu können, wurde bestimmt: der Temperaturkoeffizient der Löslichkeit des CdJ_2 , der Druckkoeffizient der Löslichkeit, der auf elektrischem Wege ermittelt wurde, ferner die fiktive Volumänderung, die sowohl volumetrisch als auch auf elektrischem Wege festgelegt werden konnte, und endlich die fiktive Lösungswärme, bei der ebenfalls elektrische Verfahren zur Anwendung kamen. Auch bei diesen Untersuchungen stellte sich heraus, daß die bisher herrschende Auffassung, daß der Einfluß äußeren, gleichförmigen Druckes auf das Lösungsgleichgewicht sehr gering ist, einer Revision bedarf.

A. SCHULZE.

The theory of the Michell thrust bearing. Engineering 109, 233—236, 1920. Bewegt sich eine Planfläche in geringem Abstand unter einer anderen und befindet sich zwischen ihnen eine Flüssigkeit, so vermindert sich bei Belastung der oberen Fläche die Dicke der Flüssigkeitsschicht bis zur Berührung beider Flächen, solange beide Flächen parallel sind. Ist die Flüssigkeitsschicht dagegen keilförmig, und liegt die Keilkante in der Bewegungsrichtung, so ist der hydraulische Druck in der Flüssigkeit imstande, ein Gewicht G zu tragen, welches als Funktion der Viskosität λ (in Dyn/qcm), der Geschwindigkeit u (in cm/sec), der Länge a der oberen Fläche in der Bewegungsrichtung, der geringsten Dicke h_0 der Flüssigkeitsschicht und des Keilwinkels φ gegeben ist durch

$$G = \frac{\lambda \cdot u \cdot a^2}{h_0^2} \cdot f(\varphi).$$

Michell bestimmt die Werte der Funktion $f(\varphi)$ für endliche Werte der Breite des oberen Flächenstückes. Die Abhandlung gibt außerdem die Druckverteilung für zwei verschiedene Flächenformen ($a = w$ und $a = 3w$), w ist die Breite der oberen Fläche. Die Herleitung der Formeln, die sich auf die bekannten hydrodynamischen Grundgleichungen stützt, wird durchgeführt. Zur Berechnung der Zahlenwerte sind Näherungsverfahren erforderlich, so zur Ermittlung der Gesamtlast und des Druckmittelpunktes. Die strenge mathematische Lösung wird als ungeeignet für den Ingenieur bezeichnet und ein rein algebraisches Lösungsverfahren angedeutet. Die Fehler gegenüber der strengen Durchführung sind etwa 10 Proz.

SCHULZ.

J. J. van Laar. Sur la détermination des poids moléculaires et atomiques en partant de la densité dans l'état gazeux normal et des constantes critiques. Journ. chim. phys. 17, 266—324, 1919. [S. 672.]

GROSCHUPP.

R. v. Mises. Zur Theorie des Tragflächenauftriebes. Zweite Mitteilung. ZS. f. Flugtechnik u. Motorluftschiffahrt 11, 68—73, 87—89, 1920. Im Anschluß an die erste Mitteilung (ebenda 8, 157—163, 1917), in der unter anderem Ausdrücke für Auftrieb und Moment abhängig vom Anstellwinkel aufgestellt wurden, wird gezeigt, daß man das Moment des Auftriebes auch unabhängig vom Anstellwinkel erhält, wenn man es

nicht auf den „Profilmittelpunkt“, sondern auf einen zweckmäßig gewählten „Brennpunkt des Profils“ bezieht. Die Wirkungslinien des Auftriebes umhüllen eine Parabel mit dem gleichen Brennpunkt. Die fünf Profilparameter, die für die Auftriebsverhältnisse wesentlich sind, lassen sich für ein gegebenes Profil dadurch ermitteln, daß man dieses durch eine geeignete konforme Abbildung (Potenzreihe) in einen Kreis verwandelt. Das wird für die einfachste Profilform, einen Kreisbogen, ausführlich gezeigt. Für beliebige Profilformen lassen sich ohne Kenntnis der Abbildungsfunktion gewisse Grenzwerte für die Größe der Parameter angeben.

Die Entstehung der Schukowski-Profile wird erläutert. Sämtliche Profile, die durch gleiche Transformation aus verschiedenen Kreisen hervorgehen, haben gleiche Druckpunktwanderung. Diese nimmt allgemein mit zunehmender Wölbung zu, mit zunehmender Verdickung ab. Die verallgemeinerten Schukowski-Profile nach v. Kármán und Trefftz mit beliebigen Winkeln an der Austrittskante werden gleichfalls erörtert. Je größer der Kantenwinkel, um so geringer die Druckpunktwanderung.

Schließlich wird die Schukowskische Abbildung verallgemeinert: Statt des Binoms wird für die Abbildungsfunktion die oben erwähnte Potenzreihe eingeführt. Je nach der Wahl der Verzweigungspunkte im Innern des abzubildenden Kreises erhält man die verschiedensten Profilformen, darunter insbesondere solche ohne Druckpunktwanderung. Als Beispiel werden drei Profilformen mit drei bzw. zwei Verzweigungspunkten entworfen und das zeichnerische Verfahren an den Abbildungen erörtert. EVERLING.

Albert Betz. Beiträge zur Tragflügeltheorie mit besonderer Berücksichtigung des einfachen rechteckigen Flügels. 20 S. Diss. Göttingen 1920. Die bekannten Zusammenhänge zwischen Auftrieb und Zirkulation, zwischen der Zirkulationsverteilung, der nach vorn gerichteten Störungsgeschwindigkeit bei endlicher Spannweite und dem hierdurch induzierten Widerstand werden kurz zusammengestellt. Danach läßt sich für gegebene Auftriebsverteilung, vor allem für die Verallgemeinerung der elliptischen Verteilung (die den geringsten Randwiderstand liefert), die Verteilung der Störungsgeschwindigkeit und des Randwiderstandes über die Spannweite ermitteln.

Eine weitere Aufgabe, für gegebene Verteilung der Störungsgeschwindigkeiten die Auftriebsverteilung über die Spannweite zu finden, kann mit einem Kunstgriff gelöst werden. Man denke sich die nach hinten abziehenden Flügelwirbel auch nach vorn verlängert und bilde die nunmehr ebene Strömung in einem Querschnitt zur Flugeschwindigkeit konform auf einer Halbebene ab. Die Wirbelfläche hinter dem Flügel wird dabei als Verzweigungsschnitt einer zweiblättrigen Riemannschen Fläche aufgefaßt. Gleich schwieriger ist jedoch die wichtigste Aufgabe: Zu einem Flügel mit gegebenem Umriß die Auftriebsverteilung zu suchen. Der Verf. löst sie näherungsweise für den einfachsten Fall eines rechteckigen Flügels mit überall gleichem Profile und Anstellwinkel durch den gleichen Ansatz, mit dem man eine bestimmte Auftriebsverteilung vorteilhaft vorgibt: Die elliptische Auftriebsverteilung wird mit einer unendlichen Reihe nach wachsenden Abständen von der Mitte multipliziert, deren ungerade Glieder aus Symmetriegründen fortfallen, deren gerade Glieder durch Einsetzen in die grundlegende Integro-Differentialgleichung für die Zirkulation zu ermitteln sind. Die Lösung gelingt für sehr große und sehr kleine Spannweite sogleich, für mittlere Werte durch eine Taylor-Entwicklung mit nachfolgender Korrekturrechnung.

Das Ergebnis ist eine Auftriebsverteilung über die Spannweite, die von der elliptischen, vor allem für größere Spannweiten, merklich abweicht und sich der Rechteckform annähert. Für das Seitenverhältnis 6 stimmt sie mit englischen Messungen mit Ausnahme des Randes befriedigend überein.

Der Randwiderstand im Verhältnis zu seinem Kleinstwert läßt sich durch das Verhältnis des Auftriebes zum Auftriebe des unendlich breiten Flügels und durch das Verhältnis des Rotationskörpers der Auftriebsverteilungskurve zum Quadrat der Fläche dieser Kurve verhältnismäßig einfach abhängig vom Seitenverhältnis darstellen. Die recht verwickelten Rechnungen sind in einem Anhang zusammengestellt. EVERLING.

Ernest Esclanon. Sur une nouvelle détermination de la vitesse du son à l'air libre. C. R. 168, 165—167, 1919. Die Kenntnis der Schallgeschwindigkeit in freier Luft ist von großer praktischer Bedeutung geworden für das Schallmeßwesen (akustische Geschützstandermittlung). Sehr schwer zu ermitteln und in Rechnung zu setzen ist der Einfluß des Windes, namentlich von Böen. Aber auch bei ruhigem Wetter bedingen Luftwirbel und örtliche Temperaturschwankungen in der Nähe des Bodens Verzögerungen der Schallfortpflanzung durch Beugung, die sich überhaupt nicht bestimmen lassen. Für die Messung von böigem Wind ist die Methode nicht gleichgültig: Das Anemometer, das die mittlere Geschwindigkeit der an einem Ort auftretenden Luftteilchen, und der Pilotballon, der die mittlere Geschwindigkeit der Fortbewegung selbst mißt, geben oft um mehrere Meter voneinander abweichende Resultate. Die Schallgeschwindigkeiten wurden gemessen zwischen zwei elektro-akustischen Empfängern, die 1, 4 und 14 km von der Batterie abstanden. Die Zeitmessung erlaubte eine Genauigkeit von etwa 2 Sek., die individuellen Verzögerungen der Empfänger wurden berücksichtigt, der Wind mit Pilotballons gemessen. Bei starkem und böigem Wind (bis 18 sec/m) ergaben sich Abweichungen vom Mittel bis zu 3 m, die mittlere Abweichung betrug mehr als 1 m; bei Windstärken von 0 bis 6 sec/m (in der Projektion auf die Beobachtungsstrecke 2 sec/m im Mittel) war 0,8 m die größte, 0,2 m die mittlere Abweichung. Die letztere Gruppe von über 100 Einzelmessungen ergab im Mittel die Schallgeschwindigkeit zu 339,9 m. Das Geschützkaliber (14 cm bis 52 cm) hatte keinen Einfluß.

V. HORNPOSTEL.

Heinrich Mache. Eine schallempfindliche Flamme. Phys. ZS. 20, 467—468, 1919. Die Gasaustrittsöffnung eines Bunsenbrenners wird durch eine etwas engere ersetzt, das eine Luftloch fest verschlossen, das andere durch einen Trichter mit Seidenpapiermembran. Bei einer bestimmten Verminderung des Gasdrucks geht die gewöhnliche, leuchtende Flamme, die auf dem Brenner aufsitzt, in eine nichtleuchtende, schlankere und höhere über, deren unteres Ende in das Rohr versenkt ist. Zwischen beiden Flammenformen herrscht ein labiles Gleichgewicht und bei Erregung des Gasstromes durch Schallschwingungen schlägt die nichtleuchtende in die leuchtende Form um. Während bei der ersteren der Gasstrom das ganze Brennerrohr füllt, ist er bei der zweiten auf die Rohrmitte zusammengezogen und vermischt sich in dem Raum nächst der Rohrwand mit der von oben angesogenen Luft. Die Strömungsgeschwindigkeit und daher die Flammenhöhe wächst infolge der Querschnittsverengung und des Wegfalls der äußeren Reibung an der Wand. Bei Transversalschwingungen des Gasstroms berührt dieser die Wand und bewirkt dadurch den Umschlag der Flammenform.

V. HORNPOSTEL.

Otto Abraham. Zur Akustik des Knalles. Ann. d. Phys. (4) 60, 55—76, 1919. Beim Anblasen einer Lochsirene wird der Ton, dessen Höhe durch die Zahl der in der Zeiteinheit die Düse passierenden Löcher bestimmt ist („Frequenzton“), bei kurzer Dauer von einem (tieferen) Knall begleitet („Tonknall“), der übrig bleibt, wenn der Frequenzton durch Interferenz ausgelöscht wird. Der Tonknall selbst kann durch Interferenz zwar geschwächt, aber nicht zum Verschwinden gebracht werden. Ein Knall („Geräusch-

knall“) entsteht auch, wenn — durch Löcher, die in unregelmäßigen Abständen angeordnet sind — statt des Frequenztons ein kurzdauerndes Geräusch erzeugt wird. Wird ein einzelnes Loch angeblasen, so entsteht nur ein Knall („Einlochknall“). Das Auftreten des Knalls und seine Höhe ist — bei jeder der drei Knallarten — abhängig von der Geschwindigkeit, mit der die Löcher vor der Düse vorbeigehen, also von der absoluten Dauer der Gleichgewichtsstörung, gleichgültig, ob diese aus einem einzigen ununterbrochenen oder einem periodisch unterbrochenen Impuls besteht. Die Dauer des Impulses darf $\frac{1}{150}$ Sek. nicht überschreiten, wenn ein Knall entstehen soll. Die Höhe des Einlochknalls ist der Impulsdauer (der Entfernung des Lochs von der Scheibenmitte bei gleicher Umdrehungsgeschwindigkeit) proportional. v. HORNPOSTEL.

Henry O. Forbes. The Audibility of Thunder. *Nature* 104, 315, 1919. Im Anschluß an den Bericht S. 269 wird ein Gewitter an der Westküste von Südamerika beschrieben, bei dem durchschnittlich zwischen Blitz und Donner 320 Sek. gezählt wurden. R. JAEGER.

F. Aigner. Über die ökonomischste Senderfrequenz für Schallanlagen in Luft und unter Wasser bei Gehörfempfang. *ZS. f. Phys.* 1, 161—173, 1920. Zur Beurteilung der Frage werden bei unmittelbarem Hören als von der Frequenz abhängige Hauptfaktoren die Empfindlichkeit des Ohres und die Mediumabsorption, bei mittelbarem Hören außerdem die Energieabsorption von Resonanzempfängern herangezogen. Für die Ohrempfindlichkeit werden die Wienschen Werte angenommen, während hinsichtlich der Mediumabsorption die Formel $J_{r,n} = \frac{J_{o,n}}{Z} \cdot e^{-2br}$ gilt, wo $J_{o,n}$ die Feldintensität an der Schallquelle, $J_{r,n}$ die Intensität in der Entfernung r bedeutet und b den Schallschwächungskoeffizienten, der Viskosität und Wärmeleitung berücksichtigt und von der Frequenz abhängig ist, darstellt. Für Luft wird der experimentell gefundene Wert $b = 3,1 \cdot 10^{-13} \cdot n^2$ benutzt, der etwa doppelt so groß wie der theoretische ist. Durch ein graphisches Verfahren können aus beiden Faktoren die für verschiedene Entfernungen günstigsten Senderfrequenzen gewonnen werden. Es zeigt sich, daß in Luft je nach der zu überbrückenden Entfernung verschiedene Frequenzen zu wählen sind. Bei unmittelbarem Ohrempfang in der Nähe der Schallquelle, z. B. beim Gehörlosen mittels Empfangstelephon in der drahtlosen Telegraphie, stellen 2300 Perioden die wirtschaftlichste Tonhöhe dar, während für 1 km Entfernung der Ton 2000 und für 10 km der Ton 1020 der günstigste ist. Für ein Wasserschallfeld kommt ein Einfluß des Schallschwächungskoeffizienten, der sich zu dem in Luft wie 1,35 zu 3100 verhält, praktisch nicht in Betracht.

Beim Hören mittels Resonanzempfänger ist die Energieabsorption derselben, die durch $\frac{a}{n^3}$ gegeben ist, zu berücksichtigen. Man findet, daß in Luft beim mittelbaren Hören an der Schallquelle der Optimumton 1000 Perioden beträgt, während für Reichweiten von 10 km $n = 735$ der günstigste ist. Im Wasser ist er für alle Entfernungen über 2000 km 1000 Perioden. Die Versuchsergebnisse der Unterwasserschall-Telegraphie bestätigen dieses Resultat. Für Luftschall liegen keine Beobachtungen vor. Es wird schließlich noch auf die Frage der Wirtschaftlichkeit einer Unterwasserschallsignalisierung mit Tönen außerhalb des Hörbereiches eingegangen. Hohe Töne sind wegen der geringen Energieabsorption der Empfänger unrationell, während gegen die Verwendung tiefer Töne, die an sich sehr ökonomisch sind, praktische Gründe, z. B. die Telegraphiergeschwindigkeit, sprechen. Der Verf. kommt ferner zu dem Resultat, daß eine Unterwasserschall-Telephonie nach dem Überlagerungsprinzip undurchführbar ist. KUNZE.

B. Wanach. Die Chandlersche und die Newcombsche Periode der Polbewegung. Zentralbureau d. internat. Erdmessung. Neue Folge. Nr. 34. 1919. 23 S. Der Verf. schlägt vor, die durch die Elastizität der Erde verlängerte Eulersche Periode nach dem Urheber ihrer theoretischen Begründung Newcombsche Periode zu nennen. Die Dauer dieser Periode ist noch unsicher. Die Breitenbeobachtungen 1900 bis 1912 liefern 423 ± 13 Tage, die Beobachtungen 1900 bis 1918 414 ± 10 Tage. Die Bewegung des Trägheitspols erfolgt durch meteorologische Massentransporte unregelmäßig, einfache Zeitfunktionen sind zur Darstellung nicht anwendbar. Daß die jahreszeitlichen Luftmassentransporte genügen, um die beobachteten Polschwankungen zu erklären, hat nach dem Verf. zuerst Spitaler und dann Schweydar nachgewiesen. Schon Küstner weist 1888 darauf hin, daß derartige Massentransporte Verlagerungen der Hauptträgheitsachsen regelmäßiger, aber auch unregelmäßiger Art nach sich ziehen können. Es treten freie und erzwungene Schwingungen auf. Dieses durch die meteorologische Einwirkung hervorgerufene Gemisch wird als Chandlersche Periode bezeichnet, deren 14 monatige Dauer nach der Erfahrung veränderlich ist, wogegen die der Newcombschen Periode ihrem Wesen nach konstant ist. MAINKA.

K. Düsing. Die Elemente der Differential- und Integralrechnung in geometrischer Methode. Ausgabe B. Für höhere technische Lehranstalten und zum Selbstunterricht. Mit zahlreichen Beispielen aus der technischen Mechanik von Ernst Preger, sowie vielen Übungen und 79 Figuren. 6. Aufl. XI u. 116 S. Leipzig, Dr. Max Jänecke, 1920. SCHEEL.

T. E. Stanton. Spur and bevel gear testing machine at the National Physical Laboratory. Engineering 109, 334—335, 1920. Um den Wirkungsgrad von Stirn- und konischen Zahnrädern mit einer Genauigkeit von $\pm 0,1$ Proz. zu bestimmen, wird die Differenz zweier Drehmomente und die Größe des einen ermittelt. Dazu ist der die Zahnräder tragende, mit einem Öldämpfer versehene Rahmen auf Schneiden gelagert, während antreibende und getriebene Welle an ihren Enden mit Universalgelenken versehen sind. Damit die Reaktion des Rahmens, welche durch eine Wage gemessen wird, gleich der Differenz der Drehmomente ist, müssen beide Wellen im selben Sinne rotieren, weshalb ein Zwischenrad eingeschaltet werden mußte. Das Drehmoment der Antriebswelle wird auf das erste Zahnrad durch Vermittelung zweier (einer rechts und einer links gewundenen) Spiralfedern übertragen. Das Drehmoment selbst wird durch die Relativbewegung einer in die Welle geschnittenen Spiralnute und einer äußeren Muffe an dem Zahnrade gemessen, wodurch eine Axialbewegung des Drehmomentanzeigers bewirkt wird. Der Kraftkreis ist dadurch geschlossen, daß die angetriebene und die Antriebswelle durch ein Reibungsgetriebe verbunden sind. BERNDT.

C. Mainka. Drehachsen für Schreibhebelarme zur Verwendung bei Seismographen und einiges über Flüssigkeitsdämpfung. ZS. f. Feinmech. 27, 175—177, 186—188, 1919. Der Verf. betont die Wichtigkeit richtiger Bauart von Drehachsen bei genannten Instrumenten und gibt Anweisungen für die Herstellung solcher. In gleichem Sinne berührt er die Frage der Flüssigkeitsdämpfung. Diese Art Dämpfung, richtig angewendet — er weist auf eine Konstruktionsmethode hin, die den Forderungen genügt — ist ebenso wichtig wie Luft- oder magnetische Dämpfung und kann auch mit einfachen Mitteln hergestellt werden. MAINKA.

Richard Ambronn. Über den Apparat zur Bestimmung des Oberflächendruckes im Erdinnern. ZS. f. Feinmech. 28, 43—44, 1920. Der durch das umgebende Gebirge auf die Wandungen von Schacht- und Streckenbauten ausgeübte Druck setzt sich aus zwei Teilen zusammen. Aus dem hydrostatischen Druck, hervorgerufen durch die die

Hohlräume des Gebirges füllende Flüssigkeit und aus dem reinen, ersteren weit über-treffenden Gebirgsdruck, der von der Beschaffenheit des Gebirges abhängig ist. Der erstere läßt sich durch ein Manometer messen. Um den zweitgenannten Druck zu messen, gibt Verf. einen von den physikalischen Werkstätten A.-G. Göttingen konstruierten und patentierten (D. R.-P. Nr. 317 861) Apparat an, mit dessen Hilfe es möglich ist, den reinen Gebirgsdruck vermehrt um den hydrostatischen Druck zu messen. Der Apparat ist auch noch in der Zeitschrift: Kali, Erz und Kohle 17, Nr. 1/2, 1920, beschrieben.

Das Instrument besteht aus einer mit Öl oder Quecksilber gefüllten Bleikapsel, die in eine Bohrung der Gebirgswand eingeführt wird, so daß dichter Anschluß an das Gebirge gesichert ist. „Von der Bleikapsel führt ein dickwandiges Stahlrohr durch den in den Strecken- oder Schachtausbau, eventuell durch Einfügen einer Druckplatte einzuschraubenden Zylinder, nach dem vorn aufgesetzten Manometer, dessen Meßkörper so mit dem Innern des Bleizylinders kommuniziert.“ Mit Hilfe eines an der Stahl-röhre angebrachten Gewindes kann die Bleikapsel fest gegen die Wand gepreßt werden. Die Kapsel wird zusammengedrückt und durch eine angeschlossene Kapillare tritt Flüssigkeit in das Manometer, wodurch der Druck in demselben gesteigert wird. Das System kommt zur Ruhe, wenn der Innendruck der Flüssigkeit im Manometer gegen die Bleikapselwand gleich wird dem Druck, der von außen auf die Kapsel durch das Gebirge ausgeübt wird. Das geschieht in einigen Stunden, Tagen oder Monaten, je nachdem.

MAINKA.

Amans. Poussées et puissances de pales tournantes inégalement tordues. C. R. 169, 779—781, 1919. Es werden Versuchsflügel von gleichem Durchmesser und gleichen Profildicken im gleichen Achsenabstand, aber verschiedener Tordierung und ungleichem Anstellwinkel in bezug auf Schub und Energieverbrauch bei verschiedenen Anstellwinkeln und verschiedener Tordierung und Tourenzahl geprüft, um Schlüsse auf den tierischen Flügelschlag ziehen zu können.

BOYKOW.

Stauch. Schiffsgeschwindigkeitsmesser. Die Naturwissenschaften 8, 256—258, 1920. Mit der gewöhnlichen Loggleine kann man die Schiffsgeschwindigkeit mit einer Genauigkeit von etwa 5 Proz. ermitteln; das gilt auch für ihre Bestimmung aus der Schraubendrehzahl; bei schlechtem Wetter wird die Ungenauigkeit noch größer. Bei dem hydrodynamischen Geschwindigkeitsmesser von Forbes wird durch ein Seeventil in einer besonders abgeteilten Zone des Doppelbodens ein 30 cm langes Rohr nach außen hinausgeschoben, durch welches das am Schiffsboden vorbeifließende Wasser hindurchströmt und dabei eine kleine Turbine treibt, die mit einer Gleichstromdynamo gekuppelt ist; die von ihr gelieferte Spannung ist proportional der Schiffsgeschwindigkeit. Die Turbine betätigt ferner einen Gleichstromunterbrecher, der immer nach einer bestimmten Umdrehungszahl der Turbine einen Stromstoß in den Meilenzähler schickt und diesen dadurch um einen Zahn vorwärts schaltet, so daß man die Zahl der zurückgelegten Seemeilen hier ablesen kann.

Der hydrostatische Geschwindigkeitsmesser von Siemens & Halske ist eine Kombination einer Pitotröhre mit einer Druckröhre, die durch ein Quecksilber-Differentialmanometer verbunden sind, welches nur ihre der Quadratwurzel aus der Geschwindigkeit proportionale Druckdifferenz anzeigt. Die Höhenbewegung des Quecksilbers wird durch Schwimmer und Zahnstange in eine Drehbewegung übertragen, die mittels einer magnetischen Kuppelung auf einen Zeiger oder ein Registrierinstrument einwirkt. Bei beiden Apparaten kann man den Meilenzeiger oder -schreiber im Koppeltisch mit dem Kompaß verbinden und erhält so die Möglichkeit, den Weg des Schiffes laufend in die Seekarte einzutragen.

BERNDT.

W. Merté. Die Grundlagen der Kinematographie. Die Naturwissenschaften 7, 435—443, 1919. [S. 712.] OBERLÄNDER.

Carl Scholz. Härtepraxis. Werkstattstechnik 14, 170—174, 1920. Verf. gibt im wesentlichen praktische Winke für die Ausrüstung und den Betrieb einer Härtereier und behandelt im speziellen: Abschreckeinrichtungen und Härtezangen; Abschreck- und Anlaßmittel; Feststellung der richtigen Härtetemperatur (wobei auf den Nutzen des Skleroskops hierfür hingewiesen wird); Ausglühen; Härten des Werkzeugstahls (Kohlenstoffstahls); Härten des Schnellstahls (wobei auch Rezepte für Schweißpulver zum Aufschweißen von Schnell- auf Kohlenstoffstahl gegeben werden); Einsatzhärtungsverfahren; Bläuen und Marmorieren von Eisen- und Stahlteilen. Auf die Verwertung der Metallographie und besonders auch des Zustandsdiagramms der Eisenlegierungen ist nicht eingegangen. BERNDT.

Rondolphe Soreau. Lois expérimentales des variations de la pression barométrique et du poids spécifique de l'air avec l'altitude. C. R. 169, 1023—1025, 1919. An 40 Beobachtungsreihen mit Registrierballonen hat der Verf. die Gesetze der Luftdruck- und Luftdichteabnahme mit zunehmender Höhe oberhalb 10 km nachgeprüft. Er hat die gemessenen Drucke zuerst auf runde Höhen 0, 1, 2 ... 27 km und auf den Bodendruck 760 mm bezogen. Die Mittelwerte verlaufen bis zu 17 km Höhe sehr regelmäßig. Für größere Höhen gibt es zu wenig Beobachtungen. So ergab sich eine Höhenformel, die vor dem *log* statt des Temperaturgliedes usw. eine Potenzreihe der Drucke enthält und zwischen 2 und 17 km die mittleren Drucke bis auf 3 Prom. genau wiedergibt, die also eine „Standard-Atmosphäre“ festlegt und noch bis 23 km mit den wenigen Beobachtungen übereinstimmt. Daraus folgt sogleich eine Beziehung zwischen Luftdruckverhältnis und Luftdichteverhältnis in verschiedenen Höhen, die sich für das Anwendungsgebiet bis 10 km in eine einfache Näherungsform bringen läßt. Wenn man von der Feuchtigkeit absieht, verhält sich die Luftdichte zum Luftdruck, beide bezogen auf den Bodenwert, wie die absoluten Temperaturen am Boden und in der betreffenden Höhe. Der Verlauf der Kurve stimmt mit den Ergebnissen von Gamba überein; sie ist bis 11 km Höhe nur ganz schwach gekrümmt, hat darüber ein flaches Maximum und läuft dann wagerecht, entsprechend dem Temperaturverlauf. EVERLING.

A. J. Sutton Pippard. The aeroplane of consistent strength. Engineering 109, 133—134, 1920. An dem gebräuchlichen Verfahren, bei der Festigkeitsberechnung der Flugzeuge für Vorder- und Hinterholm je ein willkürlich angenommenes Lastvielfaches bzw. für das ganze Flügelstützwerk eine Sicherheitszahl anzusetzen, wird bemängelt, daß hierdurch die Gleichmäßigkeit der Festigkeitsverhältnisse leidet. „Das Flugzeug einheitlicher Festigkeit“ erfordert verwickelte Rechnungen; es lassen sich jedoch auf Grund einfacher Annahmen hinreichend genaue und praktisch unmittelbar verwertbare Ergebnisse erzielen, wenn man zwischen der Sicherheitszahl, bezogen auf die größtmögliche Beanspruchung, und dem Lastvielfachen, bezogen auf die Beanspruchung im gewöhnlichen Flug mit vorderster Druckpunktlage, unterscheidet, wenn man ferner die Wirkung einer plötzlichen Änderung der Fluglage und die Grenzgeschwindigkeit beim Sturzfluge zugrunde legt. Auf Grund der Annahme, daß ein Flugzeug aus raschem Fluge mit kleinem Anstellwinkel aufgerichtet wird und dadurch plötzlich stark vergrößerte Flächenbelastung erhält, wird ohne Rücksicht auf die gleichzeitige Änderung des Steigwinkels ein einfacher Ausdruck für das Lastvielfache bzw. für die höchste Geschwindigkeit, bei der ein solches Aufrichten zulässig ist, ermittelt. Die größte Belastung des Leitwerkes (Flossen und Ruder) ergibt sich nach Versuchen des Luftfahrtbeirates aus einer einfachen Formel, ebenso der Druck auf das Leitwerk im

Sturzflug und daraus die Lastverteilung auf die beiden Tragwände, endlich das Verhältnis der Lastvielfachen von Flügeln und Leitwerk, das dem Verhältnis der statischen Momente der Flächen von Flügeln und Leitwerk in bezug auf den Schwerpunkt proportional ist. EVERLING.

L. Bairstow. Position and prospects of aviation. *Nature* **104**, 246—247, 1919. Die heutige Flugwissenschaft stammt aus den Jahren 1890—1900, vor allem von Langley und Maxim. Der erste Flug war der von Santos-Dumont 1906, mit einiger Sicherheit sind aber erst die Brüder Wright 1908 in Frankreich mit ihrer Flügelverwindung geflogen. 1909 wurde der Luftfahrtbeirat (Advisory Committee for Aeronautics) gegründet, dessen Präsident Lord Rayleigh war, das die Luftfahrtversuchsabteilungen des National Physical Laboratory beaufsichtigte und von den Flugversuchen bei der Royal Aircraft Factory unmittelbare Kenntnis erhielt. Die Gestalt des Flugzeuges hat sich bis 1913 heraus entwickelt. Während des Krieges trat die Anwendung der vorhandenen Kenntnisse in den Vordergrund. Mangelnde Stabilität führte zu vielen Unfällen, noch häufiger als das Versagen der Motoren, deren Betriebsicherheit sich wesentlich steigern ließ. Auch werden sich beim Luftverkehr Abstürze durch falsches Steuern oder mangelnde Eigenstabilität nicht vermeiden lassen. Die Aussichten des Luftverkehrs sind noch nicht zu übersehen. Der Hauptvorteil der Flugzeuge und Luftschiffe, ihre Geschwindigkeit, kommt nur auf großen Strecken zur Geltung, vor allem über See. Die Rentabilität ist jedoch fraglich. EVERLING.

H. C. Plummer. On the Form of the Trailing Aerial. *Phil. Mag.* (6) **38**, 732—736, 1919.

J. Hollingworth. On a new form of catenary. Ebenda, S. 748, 1919. Zu den Untersuchungen von Hollingworth (ebenda S. 452) über die Gestalt einer vom Luftfahrzeug nachgeschleppten Antenne wird auf Bernoullis Problem der Form eines angeblasenen Segels hingewiesen. Für den Fall, daß man höhere Potenzen des Verhältnisses Drahtgewicht zu Drahtwiderstand vernachlässigen kann, werden die Differentialgleichungen der Aufgabe gelöst, Rechenfehler von Hollingworth berichtigt und die Gleichung der Kurve näherungsweise in rechtwinkligen Koordinaten ausgedrückt. Die Parameterdarstellung führt, wenn das Gewicht gegenüber dem Widerstand ganz vernachlässigt wird, auf die gewöhnliche Kettenlinie, „wie es sein muß“. Zum Schluß werden einige Hilfsformeln angegeben.

J. Hollingworth erhebt Einspruch gegen die Veröffentlichung seiner Berechnungen auf S. 452. EVERLING.

T. R. Cave-Browne-Cave. Air ships. *Engineering* **108**, 356—358, 1919. (Vortrag vor der Engineering Section „G“ British Association.) Die Hauptschwierigkeit bei Luftschiffen, vor allem in den Tropen, ist die Verschlechterung des Stoffes durch das Sonnenlicht, einmal infolge Abnahme der Gewebefestigkeit und dann infolge Verminderung der Gasdichtigkeit der Zwischenlage. Die Zellen der Luftschiffe bestehen meist aus leichtem Baumwollstoff mit aufgummierter, gefirnister Goldschlägerhaut. Die äußere Leinenhülle soll eine glatte Form geben, wasserdicht und „wasserabstoßend“ sein und die Zellen schützen. Unstarre Schiffe sind zum Strahlungsschutz außen aluminisiert, sie bestehen aus Stofflagen mit Gummizwischenlagen. Ähnlich sind die Hüllen von Starrschiffen. Verletzungen setzten (in einem Falle) die Festigkeit des einfachen Baumwollstoffs auf 39, des diagonal gedoppelten auf nur etwa 70 Proz. herab. Die Hülle kann verstärkt werden durch Gurte, die den Unterschied zwischen den Längs- und den ungefähr doppelt so großen Umfangsspannungen ausgleichen, wie ein Modellversuch gezeigt hat. Das geeignetste Material für die Gurte ergibt eine Zahlen-

tafel der Reißlängen verschiedener Stoffe. Für die Dichtigkeit ist vor allem die von außen eindringende, verunreinigende Luft maßgebend. Die Gasdichtigkeit nimmt nach der Herstellung mitunter zunächst zu, dann langsam und später rasch ab. Die Erleichterung infolge der Sonnenbestrahlung heißt „falscher Auftrieb“, er wird durch die Luftströmung am fahrenden Schiff vermindert.

Ballast kann man durch Auspuffkühler von etwa 50 kg Gewicht gewinnen, seine Wirkung läßt jedoch im Betriebe durch Ablagerungen nach. Das Aufsaugen oder Aufschöpfen von Ballastwasser aus dem Meere bietet große praktische Schwierigkeiten. Ferner ist es gelungen, Wasserstoff als Treibmittel zu verwenden, vor allem neben Benzin, aber nur mit verminderter Leistung. Die Brandgefahr ist bei der heutigen Bauweise recht gering. Gefährlicher als das Füllgas ist das Benzin, es müßte durch Paraffin oder dergleichen ersetzt werden. Bei der langen Flugdauer ist Sparsamkeit des Motors wichtiger als geringes Gewicht. Dampfantrieb wäre vorteilhaft, aber nicht sparsam genug. Die Maschine muß betriebssicher, leicht zugänglich und während der Fahrt auszubessern sein. Die Luftschrauben müssen bei den verschiedensten Geschwindigkeiten laufen, müßten daher verstellbar sein, so daß auch der Rückwärtsgang entbehrlich wird. Das Luftschiff mit seiner größeren Reichweite kann eher als das Flugzeug Luftstörungen vermeiden und günstige Winde aufsuchen. Um den Bodenluftdruck im Schiffe zu bestimmen, wird eine akustische Höhenmeßmethode (mit dem Echo eines Schusses) erwähnt, aber „etwas Besseres“ gefordert. Die Luftschiffe sind stets von Wasserstoffabriken abhängig. Helium ist noch zu teuer.

Bemerkenswert sind die Längsträger des Gerippes mit gestanzten, vernieteten Strebenkreuzen, deren beide Balken einander entlasten und die Kräfte möglichst zentrisch aufnehmen. Die Festigkeit der Teile ist möglichst gleichmäßig. Große Schiffe sind vorteilhafter, weil das Maschinengewicht nur mit dem Quadrat der Abmessungen wächst. Starrschiffe können beliebig lang sein. Die größten Beanspruchungen kommen in die Ringe durch ungleiche Füllung der anliegenden Gaszellen. Die Kräfte auf die Querverspannung beim Auslaufen einer Zelle wachsen jedoch mit dem Durchmesser. Bei Prallschiffen ist der Gasdruck in der Spitze beim Steigen sehr groß, das erschwert ihre Vergrößerung. Doch wäre das Nutzlastverhältnis zum Gasraum für ein großes Schiff sehr günstig, nämlich gleich dem eines mehrfach größeren Starrschiffes.

Die vorgeführten Lichtbilder zeigten unter anderem das Verankern an einem Mast, das wesentlich sicherer ist als das Landen eines Riesenflugzeuges. EVERLING.

F. Gabriel. Einfluß einer Änderung des Flügelausmaßes auf die Steigleistungen eines Flugzeuges. Der Motorwagen 23, 148—155, 1920. Mit Hilfe des „Hubkurven-Diagramms“ von Everling wird gezeigt, daß zur Verbesserung der Steigfähigkeit die Flügelfläche nicht in allen Fällen vergrößert, sondern dann, wenn die Steiggeschwindigkeit in Bodennähe gegenüber der in der Nähe der Gipfelhöhe zu schlecht ist, verkleinert werden muß. Trägt man die Steiggeschwindigkeit abhängig von der augenblicklichen Flughöhe auf, so ergeben sich für die einzelnen Tragflächengrößen gerade Linien, die eine gewisse Kurve einhüllen. Unter ihnen ist die auszuwählen, für die sich die geringste Gesamtsteiggeschwindigkeit ergibt. EVERLING.

John D. North. Fuselage Stresses with special reference to side loads. Aircraft Engineering 1, 10—13, 50—52, 1920. Die Steuerkräfte in Flugzeugen rufen Winkelbeschleunigungen hervor, daher darf man den Rumpf nicht als zwischen den Flügelanschlüssen eingespannt berechnen, sondern die Kraftwirkungen werden geringer. Die Gesamtwendungen werden auf Grund von Windkanalversuchen durch schrittweise zeitliche Integration berechnet. Ferner ergeben sich die Rudermomente für jeden Wendewinkel und die Änderung des Drehmomentes während der Ruderbewegung je

nach deren Geschwindigkeit verschieden. Das größte Biegemoment liegt nicht in den Flügelanschlüssen, sondern in der augenblicklichen Drehachse (vor dem Schwerpunkt), und beträgt rund $\frac{3}{4}$ des Wertes statischer Belastung. Die Kräfte an Flossen und Rudern wurden im Windkanal für sich gemessen, der Einfluß der Ruderform und -größe aus Bairstow, „Applied Aerodynamics“, entnommen. Der Beiwert der Gesamtlast auf Ruder und Flosse, der gewöhnlich mit 0,4 angegeben wird, läßt sich nicht genau bestimmen; er kann zwischen 0,2 und 0,5 schwanken. Es fehlen Messungen der Steuerkräfte, Geschwindigkeiten usw. im Fluge.

EVERLING.

4. Aufbau der Materie.

A. Landé. Störungstheorie des Heliumatoms. Phys. ZS. **21**, 114—122, 1920. Im Gegensatz zu Bohr werden den beiden Elektronen des He-Atoms verschiedene Bahnen zugeschrieben. Das innere Elektron läuft, von den Störungen abgesehen, auf einem einquantigen Kreis. Für das äußere stehen drei Quantenzahlen zur Verfügung. Die radiale Quantenzahl n' , die azimutale n und die Quantenzahl k des gesamten Impulsmomentes des Atoms, welche zusammen mit n die Neigung der beiden Bahnebenen gegeneinander bestimmt. Zu jedem gegebenen Wertepaar n und n' gibt es drei Möglichkeiten für die Bahnneigungen: komplanare Bahnen mit entgegengesetztem Umlaufssinn ($k = n - 1$), komplanare Bahnen mit gleichem Umlaufssinn ($k = n + 1$) und gekreuzte Bahnebenen ($k = n$). Die erste Möglichkeit schließt der Verf. trotz des Diamagnetismus von He aus Stabilitätsgründen aus, weil sich der betreffende Energiewert als dem absoluten Betrag nach wesentlich kleiner herausstellt als der bei den beiden anderen Stellungen. Die zweite komplanare Bahnstellung wird dem Seriensystem He_{II} (Dupletlinien), die gekreuzte dem He_I (Einfachlinien) zugewiesen. Die Zuordnung der Werte der azimutalen und radialen Quantenzahlen n, n' zu den einzelnen Serientermen wird im Einklang mit den allgemeinen Regeln von Sommerfeld vorgenommen. Nach vollzogener Quantelung der Bahnen wird deren gegenseitige Störung berücksichtigt. Ihrer Berechnung ist der Hauptteil der Arbeit gewidmet. Durchgeführt wird die Rechnung (unter Ergänzung und teilweiser Berichtigung der Methoden und Ergebnisse einer vorläufigen Mitteilung des Verf.) nur für zwei komplanare, im gleichen Sinn durchlaufene Kreisbahnen und auch hier nur für die erste Näherung. Für elliptische und für gegeneinander geneigte Bahnen wird die Endformel durch einen Analogieschluß ergänzt. Der Fortschritt gegenüber den früheren Behandlungsweisen besteht in der Berücksichtigung der Rückwirkung des äußeren Elektrons auf den inneren Ring, die sich in erster Linie durch eine exzentrische Verschiebung des letzteren bemerkbar macht. Die Übereinstimmung der errechneten Spektraltermen mit den beobachteten ist im allgemeinen nicht sehr befriedigend, bei den Termen S_I und D_I ist sogar der Sinn der Abweichung von den betreffenden Wasserstofftermen verkehrt. Am besten ist die Übereinstimmung bei den P -Termen. Die Diskrepanzen zwischen Theorie und Beobachtung rühren zum Teil daher, daß die Näherung noch nicht ausreichend ist, bei S_I vermutet der Verf., daß ein anderer Bahntypus vorliegt. Eine Erklärung für die Zweifachheit der He_{II}-Linien fehlt.

W. PAULI jun.

Seeliger. Durchgang korpuskularer Strahlen durch Materie und Konstitution der Atome. I. Jahrb. d. Radioakt. **16**, 19—65, 1919. Hier wird eine zusammenfassende Darstellung gegeben, stark beeinflußt durch Lenards kritische Behandlung der Lite-

ratur über den Durchgang von Kathodenstrahlen durch Materie (Heidelberg. Abhandl., Math.-nat. Kl. 1918, Nr. 5). Im vorliegenden ersten Teile wird die Ablenkung behandelt, welche Materie durchsetzende Korpuskularstrahlen erleiden. Das hierauf bezügliche Beobachtungsmaterial wird nur so weit erörtert, als es theoretische Schlüsse über den Bau der Atome und Molekeln zu ziehen gestattet. Daran schließt sich eine möglichst allgemein gehaltene Behandlung der für die Wirkung der Atomkraftfelder auf durchquerende Teilchen maßgebenden theoretischen Gesichtspunkte unter besonderer Hervorhebung wahrscheinlichkeitstheoretischer Betrachtungen. Es folgt eine kritische Darstellung der speziellen Theorie der Ablenkung von Korpuskularstrahlen, insbesondere der Rutherford'schen nebst ihren Erweiterungen, sowie ihre Vergleiche mit der Erfahrung.

SWINNE.

G. A. Schott. The scattering of X- and γ -rays by rings of electrons. Roy. Soc. London. Nov. 20. Nature **104**, 365—366, 1919. Die Untersuchung, die in der gleichen Richtung geht wie die bekannte Arbeit von Debye (Gött. Nachr. 1915), beschränkt sich nach den Angaben des vorliegenden Referates, das keine Rechnung bringt, auf das Überwiegen der gestreuten Intensität in der den einfallenden Strahl fortsetzenden Richtung und erhält als geschlossenen Ausdruck für die Streustrahlung ungeordneter gleichartiger Elektronenringe nur einen totalen Streukoeffizienten, während Debye bekanntlich bereits die Intensität als Winkelfunktion gegeben hat. KOSSEL.

W. Kossel. Zum Bau der Röntgenspektren. ZS. f. Phys. **1**, 119—134, 1920. Die kürzlich erschienene Dissertation von Stenström (Experimentelle Untersuchungen der Röntgenspektren, Lund 1919) enthält neues experimentelles Material, das weitere Prüfung der früher entwickelten Auffassung von der Erregung der Röntgenserien erlaubt. I. Der Aufbau des Absorptionsspektrums. Im Röntgengebiet waren bisher keine Absorptionslinien bekannt, indes war früher gefolgert worden, daß am Ende jeder Röntgenserie auf engem Gebiet Absorptionslinien auftreten müssen, weil nach den Modellvorstellungen dort auf engem Gebiet die Bedingungen herrschen, die nach Bohr die optischen Absorptionslinien entstehen lassen. Stenström beobachtet nun mehrere Absorptionsmaxima. Sie werden in diesem Sinne gedeutet und ihr Aufbau im einzelnen besprochen. Weitere experimentelle Daten über diese völlig neue, aber nur schwierig und mit großen Mitteln zugängliche Erscheinung sind sehr zu wünschen. II. Additionsbeziehungen und Feinstruktur. Von den 1914 gegebenen Additionsbeziehungen zwischen den verschiedenen Röntgenserien eines Atoms erwies sich mit der weiteren Steigerung der Meßgenauigkeit die zwischen den Grenzen, etwa $\nu_{Kg} = \nu_{Ka} + \nu_{Lg}$, die als die fundamentalere galt, bisher als streng gültig, während bei dem auf Linien bezüglichen Typ

$$\nu_{K\beta} = \nu_{Ka} + \nu_{La}$$

kleine Abweichungen von der Größenordnung 1 Proz. zutage traten. Diese Abweichungen sind vielfach behandelt worden, einerseits, indem man sie als ein Mittel ansah, über die Einzelvorgänge im Atominnern Näheres zu erfahren, andererseits, indem sogar an grundlegende Abweichungen von Bohrs Frequenzansatz $E = h\nu$ gedacht wurde. Verf. ist der Meinung, daß die Erscheinung durch das Zusammenwirken von Auswahlvorgängen (vgl. W. Kossel und A. Sommerfeld, Verh. d. D. Phys. Ges. 1919) mit der Feinstruktur der Terme zustande kommt. In der obigen Gleichung, die sich auch so auflösen läßt:

$$(\nu_{Kg} - \nu_{Mg}) = (\nu_{Kg} - \nu_{Lg}) + (\nu_{Lg} - \nu_{Mg}),$$

können ν_{Lg} und ν_{Mg} mehrere Einzelwerte besitzen, die für Mg erst jetzt durch die Stenströmschen Messungen bekannt geworden sind. Verf. zeigt, daß ein Auswahl-

vorgang, nach dem in der K - β -Linie (links) die dritte Stenströmsche M -Grenze, in der L - α -Linie (rechts) die erste funktioniert, einen Defekt ergibt, der sich den beobachteten Defekten zwanglos einfügt, — sieht also einen aus der Optik wohlbekannten Vorgang, der wegen seines allgemein elektrodynamischen Ursprungs universell sein muß, auch hier im Röntgengebiet im Spiele, und hält es nicht für berechtigt, wahre Defekte, d. h. Verstöße gegen die Additionsbeziehungen oder Bohrs Frequenzansatz anzunehmen. Gegenüber der Ansicht Sommerfelds (s. folg. Ref.) glaubt Verf. sich nicht in demselben Maße auf Wasserstoffähnlichkeit der äußeren Atomschalen stützen zu dürfen, wie es die Sommerfeldsche Beweisführung tut.

KOSSEL.

A. Sommerfeld. Bemerkungen zur Feinstruktur der Röntgenspektren. ZS. f. Phys. 1, 135—146, 1920. Die Messungen von Stenström in der M -Serie (s. vor. Ref.) bestätigen aufs neue die bereits mehrfach in optischen und Röntgenspektren gemachte, von der Theorie des Verf. vorausgesehene Erfahrung, daß die charakteristische Feinstrukturbreite sich vielfach nicht zwischen den stärksten Linien, sondern zwischen einer starken und dem schwachen Begleiter einer anderen finde. Es wird gezeigt, daß die in der vorhergehenden Note von Kossel angenommenen Auswahlvorgänge sich streng als Folgen des allgemeinen Auswahlprinzips (Rubinowicz, Bohr, Kossel und Sommerfeld) verstehen lassen, wenn man den Röntgenspektren die in der bisherigen Sommerfeldschen Feinstrukturtheorie angenommenen Quantenzahlen zuschreibt. Dies wird im einzelnen genau belegt. Indes bietet die dort gegebene Auffassung der K - β -Linie (mit der dritten M -Grenze) insofern eine Schwierigkeit, als hier nach dem Auswahlprinzip noch ein stärkerer Begleiter, von Mg_2 aus, existieren sollte. Im Gegensatz dazu sieht Verf. das beobachtete K - β als das von Mg_3 ausgehende an und betont, daß die Kosselsche Auffassung eine sehr weitgehende Abweichung der M -Terme von der Wasserstoffähnlichkeit erfordere, so daß Verf. lieber die Existenz wirklicher Defekte annimmt. Zusammenfassend kommt er zum Schlusse, daß bei den Kombinationsdefekten Auswahlvorgänge zwar mitspielen, aber nur einen kleinen Bruchteil davon erklären können, „es sei denn, daß die Annahme einer auch nur angenäherten Wasserstoffähnlichkeit der M - und N -Grenzen irreführend ist“.

KOSSEL.

E. Gehrcke. Über den Bau der Atomkerne. Verh. d. D. Phys. Ges. 21, 779—784, 1919. Unter der Annahme von Elektronen und Wasserstoffkernen als Material werden möglichst symmetrische Anordnungen für die Kerne der Elemente bis zum Ende der ersten Periode gegeben, wobei insbesondere noch auf eine vom Verf. früher gegebene Serientheorie Rücksicht genommen wird. Eine Reihe von Abbildungen erläutert die vorgeschlagenen Lagerungen. Das Verfahren soll auf das ganze periodische System ausgedehnt werden.

KOSSEL.

Thomas R. Merton. The Spectra of Isotopes. Nature 104, 93, 1919. [S. 705.] BERNDT.

L. Silberstein. Contribution to the Quantum Theory of Spectrum Emission: Spectra of Atomic Systems containing a Complex nucleus. Phil. Mag. (6) 39, 46—66, 1920. [S. 648.]

ERSTEIN.

A. Korn. Eine mechanische Theorie der Serienspektren. II. Mechanische Erklärung des die Spektraltheorie beherrschenden Wechselwirkungsgesetzes. Phys. ZS. 21, 97—100, 1920. In der ersten Abhandlung war gezeigt worden, daß eine von einem Zentrum m_0 auf ein elektrisches Teilchen m ausgeübte Zentralkraft von der Form

$$f(r) = F'(r),$$

$$F(r) = \left(a + \frac{\beta}{r^2}\right) \cos \frac{r}{\lambda} 2\pi + \frac{2\pi\gamma}{3\lambda} \frac{\gamma}{r^3} \sin \frac{r}{\lambda} 2\pi$$

(α , β , γ , λ Konstanten) Anlaß zu Schwingungsserien des Teilchens m geben kann, die einer Kayser-Rungeschen Serienformel gehorchen. In dieser zweiten Abhandlung wird für eine solche Zentralkraft eine mechanische Begründung gegeben. Das Teilchen m_0 soll eine Pulsation (periodische Volumenänderung) ausführen, aber von solcher Art, daß die Pulsationsamplitude in einer sehr kurzen Zeit von Null bis zu einem kleinen Werte wächst und dann wieder zu Null abnimmt. Das Teilchen m_0 wird dann auf ein mit gleicher Schwingungsdauer pulsierendes Teilchen m bei Annahme eines kompressiblen Zwischenmediums scheinbare Zentralkräfte ausüben, für welche man die gewünschte Form erhalten kann. KORN.

K. Fajans. Radioaktivität und die neueste Entwicklung der Lehre von den chemischen Elementen. Mit 7 Abbildungen, 10 Tabellen und einem Nachtrage. VIII u. 112 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1919. (Sammlung Vieweg, Heft 45.) Inhalt: Stand der Elementenlehre vor Entdeckung der Radioaktivität. Die radioaktiven Umwandlungen der Elemente. Die Chemie der Radioelemente. Die Verschiebungssätze und ihre Anwendungen. Atomgewicht und Lebensdauer der Isotopen. Die Endprodukte der Zerfallsreihen und die isotopen Bleiarten. Die Eigenschaften isotoper Elemente. Chemisches Verhalten der Stoffe in äußersten Verdünnungen. Radioelemente als Indikatoren. Neon und Metaneon. Die Ordnungszahlen der Elemente. Struktur der Atome. Revision des Begriffes des chemischen Elementes. Rückblicke und Ausblicke. Im Nachtrag: Die künstliche Zerlegung des Stickstoffatoms. SCHEEL.

J. J. van Laar. Sur la détermination des poids moléculaires et atomiques en partant de la densité dans l'état gazeux normal et des constantes critiques. Journ. chim. phys. 17, 266—324, 1919. Verf. erörtert die allgemeinen Regeln zur Bestimmung der Abweichung vom Mariotteschen Gesetze nach der Gleichung $B = RTb - a$, worin b und a van der Waals'sche Konstanten, R die Gaskonstante und T die absolute Temperatur sind. Für die meisten Gase kann man $a = a_c \frac{e^{a/R T}}{e^{a R/T_c}}$ und $b = b_c \frac{e^{a/R T}}{e^{a/R T_c}}$ setzen, wo $a = R T_c$ ist und der Index c die kritischen Werte andeutet. Für 0° erhält man dann

$$a_0 = (a_c)_\infty e^{RT_c - 1} \quad \text{und} \quad b_0 = (b_c)_\infty e^{RT_c - 1}.$$

Um a_c und b_c vom Volumen v_c auf das Volumen $v = \infty$ zu reduzieren, hat man $(a_c)_\infty = \varphi a_c$ und $(b_c)_\infty = \varphi b_c$, worin φ durch die Beziehung $\varphi = 1 + \varepsilon T_c$ gegeben ist; für Stoffe, deren kritische Temperatur unter 300° abs. liegt, ist ε ungefähr $54 \cdot 10^{-6}$ und für andere Substanzen $43 \cdot 10^{-6}$. Die Funktion $e^{a/R T}$ erscheint für zweiatomige Gase oft zu groß und kann durch $1 + a/R T$ ersetzt werden. In den meisten Fällen, besonders bei mehratomigen Gasen mit einer kritischen Temperatur oberhalb 300° abs. kann man setzen

$$B_0 = b_0 - a_0 = (b_c - a_c) \cdot e^{RT_c - 1} \cdot (1 + 0,00043 T_c).$$

In dieser Formel ist

$$b_c = \frac{R T_c}{8 p_c} \quad \text{und} \quad a_c = \frac{R T_c \cdot b_c}{\lambda} \cdot \frac{27}{8} \quad \text{und in letzterer} \quad \lambda = \frac{27}{8 \gamma - 1} \left(\frac{\gamma}{\gamma + 1} \right)^2;$$

γ stellt den Richtungskoeffizienten des geraden Durchmessers zwischen $d_c = 1$ und $\frac{1}{2} d_0 = \frac{1}{2} D_0/D_c$ dar und ist gegeben durch die Formel $2\gamma = 1 + 0,038 \sqrt{T_c}$. Bei anomalen Stoffen können a_c und b_c nicht nach diesen einfachen Formeln berechnet werden. Unter Berücksichtigung des Assoziationskoeffizienten stellt Verf. auch hierfür Gleichungen auf und gibt einige Kriterien an zur Entscheidung, ob ein Stoff bei der

kritischen Temperatur assoziiert ist oder nicht. Assoziiert bei der kritischen Temperatur sind N_2 , O_2 , NH_3 , PH_3 , HF , HCl und HBr . Für $NOCl$ und HF sind die kritischen Drucke unbekannt; für HJ auch die kritische Temperatur. Bei SiF_4 , C_2H_6 , C_2H_2 , N_2O und Niton ergeben sich noch Schwierigkeiten.

Verf. berechnet das Atomgewicht des Kohlenstoffs aus den Werten für Äthylen und CO_2 zu 12,000, für CO zu 12,003₅ bis 12,000, für Methan zu 12,002₄, für Methyläther zu 12,003₅, im Mittel zu 12,001₅; das Atomgewicht des Stickstoffs aus den Werten für N_2 zu 14,007₅, für NO zu 14,004, für NH_3 zu 14,000, im Mittel zu 14,004; das Atomgewicht des Chlors aus den Werten für HCl zu 35,458, für Methylchlorid zu 35,461; das Atomgewicht des Broms aus den Werten für HBr zu 79,922; das Atomgewicht des Schwefels aus den Werten für H_2S zu 32,074, für SO_2 zu 32,046, im Mittel zu 32,060; das Atomgewicht des Wasserstoffs zu 1,00770 und des Heliums zu 4,000. GROSCHUFF.

F. Rinne. Die Symmetrie der Lauediagramme von Cordierit, Benitoit und Nephelin. Leipziger Ber., Math.-phys. Kl., 71, 225—226, 1919. Die im allgemeinen veröffentlichten schematischen Zeichnungen der Lauediagramme besitzen nicht die Objektivität des Originals, die zur Entscheidung mancher Fragen wichtig ist. Daher werden Autotypiekopien der schon früher behandelten Lauediagramme von Cordierit, Benitoit und Nephelin wiedergegeben. Während H. Haga und F. M. Jaeger bei ihren röntgenographischen Aufnahmen am Cordierit die normale rhombische Symmetrie vermißten, tritt sie auf den von Rinne dargebotenen Lauediagrammen nach (001) und (100) deutlich hervor, wie sich auch die Aufnahmen nach (001), (100) und (010) als digyrisch und nach zwei pinakoidalen Ebenen spiegelsymmetrisch erweisen. Auf (001) tritt überdies die pseudo-hexagonale Art des Minerals gut hervor. Der Benitoit, dem dirigonal-pyramidale Symmetrie eigen ist, gehört dem röntgenoptischen Befunde nach zur hexagonalen Holoedrie. Auch der Nephelin besitzt eine Zentrumszusatzsymmetrie zur hexagonal-bipyramidalen Bauart, wie sie auch die Ätzstudien von H. Baumhauer ergaben.

A. WENZEL.

L. Brentano. Sur un dispositif pour l'analyse spectrographique de la structure des substances à l'état de particules désordonnées par les rayons Röntgen. C. R. Soc. Suisse de phys. Lugano, le 8. sept 1919. Arch. sc. phys. et nat. (5) 1, 550—552, 1919. Seemann (Ann. d. Phys. 59, 455—464, 1919) hat auf die Schwierigkeiten hingewiesen, die bei der Bestimmung der relativen Intensität der in verschiedenen Richtungen abgelenkten Strahlenbündel bei dem Debye-Scherrer'schen Verfahren sich ergeben und hat eine andere Anordnung gewählt. Da auch diese nicht ganz einwandfrei ist, hat der Verf. die zu untersuchende Substanz auf der Innenfläche eines Zylinders (Ringes) in dünner Schicht angebracht. Die Röntgenstrahlen gehen von einem Punkte der Achse aus, und es werden die bestimmten Ablenkungswinkeln entsprechenden abgelenkten Strahlen wieder auf Punkten der Achse vereinigt. Zur Aufnahme der verschiedenen Bündel wird der senkrecht zur Achse gestellte Schirm längs derselben verschoben. Ein an dem Durchstoßungspunkte der Achse angebrachtes kleines Loch läßt die Strahlen auf eine hinter dem Schirme befindliche photographische Platte fallen, die unter dem Loche so verschoben wird, daß für jede Stellung eine andere Plattenstelle exponiert wird. Es kann auch, wie in einer früheren Arbeit beschrieben wurde (Arch. sc. phys. et nat. 44, 66, 1917), Platte und Ring-Platte so verschoben werden, daß die Abstände Strahlungszentrum-Ring und Ring gleich sind. Als Nachteil der Methode wird angegeben, daß sie nicht das ganze Winkelgebiet von 0 bis 180° umfaßt.

SCHULZ.

Rausch von Trautenberg. Über das Eindringen von Kanalstrahlen in feste Körper. Arb. d. Radioakt. 16, 283—292, 1920. [S. 689.]

WESTPHAL.

G. Tammann. Über den atomistischen Aufbau nicht metallischer Mischkristalle. Göttinger Nachr., Math.-phys. Kl., 1918, 296—318. Um eine Vorstellung von der Molekülverteilung in nicht metallischen Mischkristallen zu gewinnen, wird von dem Auftreten scharfer Einwirkungsgrenzen Gebrauch gemacht, das gestattet, bei fehlender anomaler Doppelbrechung die normale Verteilung der Moleküle von der regellosen zu unterscheiden. Dabei muß das Diffusionsvermögen der beiden Mischkristallkomponenten mit herangezogen werden, da Schlüsse aus dem Fehlen von Einwirkungsgrenzen nur dann zulässig sind, wenn die Diffusion verschwindend gering ist. Es wird gezeigt, daß auch in salzartigen Mischkristallen, ähnlich wie in metallischen, scharfe Einwirkungsgrenzen auftreten können, wenn die Mischkristalle aus ihren Schmelzen hergestellt und hinreichend lange getempert sind. An die Betrachtung des Diffusionsvermögens von Mischkristallkomponenten bei gewöhnlichen Temperaturen schließen sich Bemerkungen über die Löslichkeitskurven von Mischkristallreihen und die Molekulargewichtsbestimmung auf Grund der Verteilung eines fremden Stoffes zwischen Kristallen und ihrer gesättigten Lösung. Zum Schluß versucht der Verf. nachzuweisen, daß bei der Kristallisation eines Mischkristalles aus seiner Schmelze und einer Lösung bei viel tieferer Temperatur sich infolge der Verteilung zweier Atomarten im Gitter Raumgitterisomeren bilden können. Die Arten dieser Verteilungen sind: 1. die normale Verteilung; 2. regelmäßige Verteilungen, deren Symmetrie niedriger ist als die des Gitters; 3. Verteilungen, die der Gittersymmetrie entsprechen, in denen aber Anhäufungen der Atome einer Art vorkommen; 4. die regellose Verteilung; 5. die regellose Verteilung, in der sich in bestimmter Weise im Gitter orientierte Anhäufungen finden. Von diesen ist die dritte Art die unwahrscheinlichste.

BELOWSKY.

R. Brauns. Einige Mitteilungen über Quarz. N. Jahrb. f. Min. 1919, 29—49. Die vorliegende Arbeit ist eine rein kristallographische und enthält in der Hauptsache die Darstellung von Quarzzwillingen nach der Fläche ξ (11 $\bar{2}$ 1) aus Brasilien. Es werden drei Kristalle beschrieben und alle Fälle, in denen ξ (11 $\bar{2}$ 1) als Zwillingssebene gelten kann, zusammengestellt. Im zweiten Teile wird die eigenartige Lamellenstruktur des Amethystquarzes aus Brasilien studiert. Die vorliegenden Kristalle ergeben sich als Verwachsungen nach dem Dauphinéer und Brasilianer Gesetz, sonst sind beim Amethyst Verwachsungen nach letzterem die Regel.

BELOWSKY.

A. W. Hull. The Crystal Structure of Carborundum. Abstract of a paper presented at the New York meeting of the American Physical Society, March 1, 1919. Phys. Rev. (2) 13, 292—295, 1919. Die Kristallstruktur des Carborunds entspricht genau dem Diamantgitter, in welchem jedoch die Hälfte der Kohlenstoffatome, d. h. diejenigen, welche dem einen der beiden flächenzentrierten kubischen Gitter angehören, durch Atome des Siliciums ersetzt sind. Jedes Kohlenstoffatom ist von zwei ganz nahe dem Zentrum befindlichen und acht weiter gleichmäßig entfernten Elektronen von denen je vier besonders angeordnet sind, eingeschlossen. Diese acht Elektronen bilden einen genauen Würfel von 89 Å.-E. Seitenlänge um das Kohlenstoffatom. Jedes Siliciumatom hat nahe dem Zentrum zwei Elektronen und acht solche in Form eines Würfels von 17 Å.-E. Seitenlänge, welche abwechselnd die vier oben erwähnten Elektronen in tetraedrischer Anordnung umgeben. Die Entfernung dieser äußeren vier Elektronen vom Zentrum des Siliciumatoms beträgt 1,12 Å.-E. Das ist viel weniger als ihre Entfernung, 1,20 Å.-E., von dem Zentrum des Siliciumatoms im Siliciumkristall. Mit anderen Worten: die Kohlenstoff- und Siliciumatome stehen im Carborund ungefähr 4 Proz. dichter zueinander, als bei genauester Packung mit der Kohlenstoff- und Siliciumatomen von der Größe und Form der Diamant- und Siliciumatome erreicht werden konnte. Diese dichtere Häufung entspricht auch der größeren

chemischen Stabilität des Carborunds, verglichen mit der des Diamanten und Siliciums. Mit anderen Worten: das Kohlenstoffatom behält seine genaue Größe; das Zusammen-drängen dagegen wird durch die Siliciumatome hervorgerufen, da diese beweglicher sind.

BELOWSKY.

O. Mügge. Translationen am Schwefel, Periklas und Kupferkies, einfache Schiebungen am Bournonit, Pyrargyrit, Kupferglanz und Silberkupferglanz. Göttinger Nachr., Math.-phys. Kl., 1919, 47—56. Die nach dem Verfahren von A. Johnsen in ein feines Pulver von Schwefel, Natronsalpeter, lufttrockenem Ton oder gefeiletem Kautschuk eingebetteten Kristalle wurden einem Drucke von 35000 Atm. ausgesetzt. Beim Schwefel zeigten sich über sämtliche Flächen der Kristalle auftretende Translationsstreifen. Eine bevorzugte Translationsrichtung ist nicht mit Sicherheit anzugeben; es kann sich nur um Translationen $\parallel (111)$ handeln. Der 15000 Atm. Druck ausgesetzte Periklas ähnelt in seinen Kohäsionsverhältnissen durchaus dem Steinsalz. Seine Translationsfähigkeit verläuft nach (110) längs $(1\bar{1}0)$; auch Schlagfiguren von derselben Form und Orientierung wie beim Steinsalz kann man auf (001) erzielen. Doch ist die Plastizität eine viel geringere als beim Steinsalz. Beim Kupferkies entstanden Lamellen schon bei 10000 Atm. Sie verlaufen in einzelnen Streifen oder in Scharen stets nach (111) . Doch läßt sich auch hier eine bevorzugte Translationsrichtung nicht angeben. Kupferkies scheint elastischer als der Schwefel zu sein, zerbröckelt aber viel leichter als dieser.

Einfache Schiebungen wurden am Bournonit, Pyrargyrit, Kupferglanz und Silberkupferglanz beobachtet. Beim Bournonit entstanden diese einfache Schiebungen darstellenden Lamellen schon bei etwa 12000 Atm. Druck. Es bestätigte sich die Erwartung, daß diese nach (110) verlaufen. Beim Pyrargyrit entstehen oberhalb 16000 Atm. Druck einfache Schiebungen nach allen drei Gleitflächen $(10\bar{1}4)$. Sie sind so zahlreich und fein, daß es schwer hält, ihre Begrenzung zu ermitteln. Charakteristisch ist, daß sämtliche Flächen der Säulenzone ihre Indices behalten, ebenso sämtliche Flächen aus der Zone der Schiebungsrichtung, also einer Polkante von $(01\bar{1}2)$. Auf Kupferglanz- und wahrscheinlich auch Silberkupferglanzkristallen entstehen Lamellen nach (201) schon bei ganz geringen Drucken. Die Lamellen nach (131) entstehen etwas schwieriger. Für $\kappa_1 = (201)$ ist $\sigma_2 = [100]$, d. h. der noch nicht beobachtete Fall, daß derselben Grundzone ein Flächenpaar zugeordnet ist. Für die zweite einfache Schiebung ist $\kappa_1 = \{131\}$, $\sigma_2 = [110]$, d. h. die Kippung fast dieselbe.

Gibt man der Gleitfläche des Pyrargyrits dieselben Indices wie die des Millerits, so gibt es bei ihm unendlich viele Gitter, die mit den Schiebungselementen des Pyrargyrits verträglich sind. Für die Schiebungen des Bournonits sind dagegen nur Gitter verträglich nach rechtwinkligen Parallelepipeden und zentrierten derartigen Parallelepipeden, deren Kantenlängen in (001) sich wie die Achseneinheiten für die Achsen X und Y des Bournonits verhalten; ferner auch Gitter nach rhombischen Säulen der Stellung $(hk0)$ und zentrierter derartiger Säulen; endlich auch Gitter nach zentrierten Säulen der Stellung $(h0l)$. Beim Kupferkies vermag nur eine einzige Gitterart die Schiebungen nach $\kappa_1 = (131)$, $\sigma_2 = (110)$ einzugehen, nämlich nur die Säulen der Stellung $(hk0)$.

BELOWSKY.

H. Liebisch und H. Rubens. Über die optischen Eigenschaften einiger Kristalle im ungewilligen ultraroten Spektrum. Berliner Ber. 1919, 876—900. [S. 702.] SCHULZ.

Borelius. Bericht über Thermoelektrizität in Mischkristall-Legierungen. ZS. f. Metallkde. 11, 169—179, 1919. [S. 680.]

HOFFMANN.

Hermann Altpeter. Über praktische Verwertung wissenschaftlicher Ergebnisse bei der Flußeisenfabrikation. ZS. f. Metallkde. **11**, 180—193, 1919. [S. 652.] BERNDT.

G. Tammann. Die Entstehung des muscheligen Bruches. Göttinger Nachr., Math.-phys. Kl., 1919, 218—219. [S. 652.] BERNDT.

Carl Scholz. Härtepraxis. Werkstatttechnik **14**, 170—174, 1920. [S. 666.] BERNDT.

E. H. Schulz und O. Zeller. Über die Bildung einer grobkristallinen Struktur im Preßzink beim Erhitzen. Forschungsarb. a. d. Geb. d. Ingenieurw., Sonderreihe M, Heft 1, 32—38, 1919. Nach einhalbstündigem Erhitzen von Preßzink auf von 100° ab um 20° wachsende Temperaturen wurde durch Betrachtung des Bruches und des makroskopischen Gefüges geätzter Schiffe festgestellt, daß von einer bestimmten Temperatur (im Minimum 140°) ab, die anscheinend mit der Höhe der Preßtemperatur wächst, zunächst in einer ziemlich scharf abgetrennten Randzone (die ja beim Pressen eine starke Kaltreckung erlitten hat) eine Vergrößerung des Kornes eintritt. Diese nimmt langsam mit wachsender Temperatur zu, bis bei einer wiederum mit der Preßtemperatur ansteigenden Temperatur, die im Minimum 200° beträgt, völlige Umkristallisation erfolgt. Mit wachsender Korngröße nimmt die Festigkeit und vor allem die Dehnung ab, letztere besonders stark nach der Umkristallisation. Für die Kugeldruckhärte ergaben sich keine Unterschiede, da Zink schon bei gewöhnlicher Temperatur sehr stark fließt. Erhitzung auf 150 bis 200° kann also die Dehnung schon ungünstig beeinflussen, während die Festigkeit durch einhalbstündige Erwärmung auf 200° nicht wesentlich geändert wird, doch kann eine Temperatur von 300° hierfür gefährlich werden. BERNDT.

Neil J. Maclean. The art of casting in high tensile brass. Engineering **109**, 388—391, 1920. Manganbronzen, die von Spezialfirmen bezogen waren, erfüllten nicht die gestellten Anforderungen, welche auf eine Bruchgrenze von 20 t/Quadratzoll, eine Elastizitätsgrenze von 10 t/Quadratzoll und eine Dehnung von 15 Proz. (bei 2" Meßlänge an Stäben von 0,564" Durchmesser) festgesetzt wurden (die Elastizitätsgrenze wurde als diejenige Last bestimmt, bei welcher die Kurve des Zerreißdiagramms von der Geraden abwich und wäre deshalb richtiger als Proportionalitätsgrenze zu bezeichnen). Es wurden deshalb eigene Versuche angestellt und Bronzen mit 3 Proz. Mangan in grünem Sande gegossen; sie erreichten jedoch nicht sicher die geforderte Elastizitätsgrenze. Darauf wurden Zusätze von Vanadium, Titan und Cadmium gegeben, wobei aber Schwierigkeiten beim Schmelzen (ungenügende Vermischung) auftraten: die Elastizitätsgrenze war zwar besser, aber die Dehnung wesentlich schlechter. Ein erbeutetes deutsches Periskoprohr 9 Proz. Nickel (und ein sehr feines Gefüge) aufwies, wurden weitere Versuche mit einer diesem ähnlichen Legierung angestellt die aber auch nicht ganz zufriedenstellend ausfielen. Es wurde dann festgestellt, daß der hohe Nickelgehalt anscheinend keine Vorteile bot und auch weitere Versuche mit Zusatz von Eisen ausgeführt, wobei der Mangangehalt auf 1 Proz. verringert wurde. Schließlich wurden gute Ergebnisse mit einer Legierung folgender Zusammensetzung erzielt: 60,0 Proz. Cu, 34,0 Proz. Zn, 3 Proz. Ni, 2,0 Proz. Fe, 0,25 Proz. Pb, 0,5 Proz. Mn, 0,25 Proz. Phosphor-Zinn. Die schon früher aufgetretenen Schwierigkeiten, daß sich die einzelnen Metalle beim Schmelzen schlecht vermischten, wurden dadurch überwunden, daß eine Legierung von 75,0 Proz. Cu, 15,0 Proz. Ni und 10,0 Proz. Fe bei 1300° geschmolzen und durch einen Luftstrom in einen Wasserbehälter getrieben wurde, wodurch sie granuliert wurde. Diese wurde dann der eigentlichen Schmelze zugesetzt. Ferner mußte sorgfältig auf den Zinkgehalt geachtet und dieser auf $\pm 0,5$ Proz. konstant

gehalten werden, weshalb jeder Einsatz auf Zink chemisch analysiert wurde. Durch den Zinkgehalt werden das Gefüge (wie die mitgeteilten Metallographien beweisen) und damit auch die sonstigen Eigenschaften stark beeinflusst. Ebenso mußte die Gießtemperatur ($1090 \pm 20^\circ$) genau innegehalten werden, weshalb sie durch ein Thermoelement kontrolliert wurde. Hiermit ließen sich die eingangs genannten Forderungen bezüglich der mechanischen Eigenschaften erfüllen und somit eine Manganbronze gewinnen, deren Festigkeit die der Admiralitätsbronze (80 Proz. Cu, 10 Proz. Sn und 10 Proz. Zn) um 50 Proz. übertraf.

BERNDT.

W. C. Rothersall and E. L. Rhead. Some notes on the effects of hydrogen on copper. *Engineering* 109, 391—393, 1920. Es wurde der Einfluß von Wasserstoff bei 5minütlichem Durchgang durch geschmolzenes Kupfer bei 1110 bis 1140° auf seine Eigenschaften nach dem Guß untersucht. Dabei wurden in Sandformen gegossene Stäbe von 6" Länge und $\frac{3}{4}$ " Durchmesser im Vergleich zu unbehandelten Stäben geprüft. Zur Verwendung kamen vier Kupfersorten: 1. mit 0,5 Proz. As und 0,04 Proz. S, 2. mit 0,05 Proz. As und 0,1 Proz. S, 3. mit As-Gehalten bis 0,4 Proz. und S-Gehalten bis 0,4 Proz., 4. Elektrolytkupfer. Gute Gußstäbe wurden nur erhalten, wenn das Metall nach der Wasserstoffbehandlung erstarrte, von neuem geschmolzen und dann erst gegossen wurde. Das nur durch Kohlenstoff desoxydierte Kupfer gab überhaupt keine guten Gußstäbe, was auf eine sehr verschiedene Löslichkeit des Wasserstoffs und des Kohlenmonoxyds im Kupfer hinweist. Die behandelten Stäbe mit geringem As-Gehalt hatten einen tiefen Saugtrichter, der bei unreinem Kupfer mit wohl ausgebildeten oktaedrischen Kupferkristallen besetzt war. Durch den Durchgang des Wasserstoffs war die chemische Zusammensetzung nicht geändert, abgesehen davon, daß ein bestimmter Betrag an Wasserstoff anscheinend in Lösung mit dem festen Kupfer zurückgehalten war. Dagegen trat bei Lösung in Königswasser eine Abscheidung des Schwefels ein, während diese bei den unbehandelten Stäben erst bei mehr als 0,31 Proz. Schwefel beobachtet wurde. Die meisten behandelten Stäbe rissen bei Zugversuchen an Seigerungsstellen; dabei waren die Bruchflächen mit einer rötlichschwarzen Haut bedeckt. Durch die Wasserstoffbehandlung wurde die elektrische Leitfähigkeit um rund 25 Proz. verringert, dagegen wuchs das spezifische Gewicht von etwa 7,6 auf 8,7 bis 8,8. Die Metallographien, die durch Ätzung mit einer Lösung von Ferrichlorid in Salzsäure erhalten wurden, zeigen, daß sich durch die Wasserstoffbehandlung ein Eutektikum des Kupfers und des Cuprosulfids gebildet hat, wodurch auch eine Konzentration des Schwefels an den Kristallgrenzen erfolgte. Diese erklärt auch die geringe Leitfähigkeit und Zerreißfestigkeit (die namentlich bei 1 und weniger Prozent Schwefel sich bemerkbar macht).

BERNDT.

5. Elektrizität und Magnetismus.

H. Keinath. Über die Verwendbarkeit von Meßgeräten für höhere Frequenzen. *ZS. Fernmeldetechnik* 1, 7—10, 20—24, 1920. Von Dreheisenmeßgeräten haben sich zwei Ausführungsformen, die Flachspulstype mit in den engen Schlitz der Erregerspule eingezogener Eisenscheibe und die Rundspulstype mit zylindrisch geformten Eisenkernen, eingeführt. Beide sind für die gewöhnlichen Verwendungszwecke vollständig geeignet. Auch zu Strommessungen bei Mittelfrequenz sind beide Typen brauchbar, doch erweist sich die Flachspulstype als erheblich günstiger; so blieben bei ge-

schlitzten Spulenkasten z. B. die Fehler bis zu etwa 1000 Perioden unter 1 Proz. Zu Spannungsmessungen müssen Dreheisenmeßgeräte wegen des hinzutretenden Fehlers infolge Selbstinduktion der Feldspule für bestimmte Frequenzen geeicht werden. Diese können aber immerhin in einem großen Bereiche schwanken. Unter wesentlicher Steigerung des sonst nur 10 Watt betragenden Verbrauches ließe sich der Frequenzfehler auch für Spannungsmessungen herabdrücken.

Hitzdrahtmeßgeräte für Strommessungen mit nicht unterteiltem Hitzdraht zeigen bis zu sehr hohen Frequenzen richtig; mit mehrfach unterteiltem Hitzdraht jedoch nur bis zu etwa 10000 Perioden. Darüber kann der mit der Frequenz zunächst ansteigende, dann aber gleichbleibende Fehler bis zu 30 Proz. betragen. Bei Verwendung von getrennten Nebenschlüssen können trotz verseilter Zuleitungen nur für Frequenzen unter 1000 Perioden auf Fehler unter 2 Proz. gerechnet werden. Zweckmäßig ist die Abstimmung der Nebenschlüsse derart, daß sich ihre Selbstinduktionen wie die Widerstände verhalten. Dadurch läßt sich bis zu den höchsten vorkommenden Frequenzen der Frequenzfehler auf ein unmerkliches Maß herabdrücken. Zur Spannungsmessung sind Hitzdrahtmeßgeräte bis zu 10000 Perioden bei Verwendung der üblichen auf Schieferplatten gewickelten Widerstände aus 0,12 mm dickem Manganindraht ohne weiteres brauchbar. Wählt man noch dünneren Draht, so läßt sich die Grenze bis zu 50 000 Perioden hinausschieben.

Die Angaben dynamometrischer Meßgeräte mit oder ohne Eisen für Strommessung sind von der Frequenz unabhängig, wenn keine Nebenschlüsse benutzt werden. Aber bei Frequenzen über 10000 Perioden ist die Wickelung durch die entstehenden hohen Spannungen gefährdet. Verwendet man Nebenschlüsse, so wird der Fehler größer als bei Dreheisenmeßgeräten. Bei dynamometrischen Spannungsmessern tritt ein durch die Selbstinduktion der Spulen verursachter und von der Zeigerstellung abhängiger Frequenzfehler auf. Leistungsmessungen müssen schon bei Mittelfrequenz sehr vorsichtig ausgeführt werden. Bei Frequenzen von 500 bis 1000 Perioden betragen die Fehler für die besten eisenlosen Wattmeter etwa 1 Proz., für Eisenschlußwattmeter 2 Proz. Eine höhere Genauigkeit ist nur durch eisenlose Torsionswattmeter erreichbar, bei denen der Einfluß der Wechselinduktion zwischen fester und beweglicher Spule ganz vermieden ist.

Phasen- und Übersetzungsfehler von Stromwandlern nehmen mit steigender Frequenz ab. Die gewöhnlichen Wandler können bei 1000 Perioden noch sehr gut verwendet werden. Besser ist es jedoch wegen der größeren Billigkeit, für Mittel- und Hochfrequenz besonders hierzu gebaute Stromwandler mit bedeutend verminderter Amperewindungszahl zu benutzen. Solche lassen sich bis zu 6 Millionen Perioden mit Erfolg herstellen. Spannungswandler können nicht für Mittel- und Hochfrequenz benutzt, sondern müssen für bestimmte, verhältnismäßig kleine Frequenzbereiche gebaut werden. Es lassen sich noch solche für Frequenzen von 6000 bis 50 000 Perioden und Spannungen bis etwa 10000 Volt bauen; besser ist jedoch in diesen Fällen Verwendung von Vorschaltwiderständen.

ZÖLLICH.

W. Grix. Mathematische und experimentelle Darstellung der Leistung von Wechselströmen. Helios 26, 1—6, 13—15, 25—30, 1920. Verf. beschreibt eine anschauliche und zur Leistungsmessung gut brauchbare Darstellungsweise für Wechselströme. Sie beruht auf der Konstruktion der Kurven $i = f(e)$. Bildet man diese Funktionen für sinusförmigen Spannungs- und Stromverlauf, wobei i um einen bestimmten Phasenwinkel φ gegen e verschoben sein kann, so ergeben sich Kegelschnitte (Ellipsen mit den Grenzfällen Kreis und Gerade). Trägt man beide Parameter in einem solchen Maßstabe auf, daß ihre Amplituden gleich erscheinen, so liegen die Ellipsenachsen um

$\pm 45^\circ$ gegen die Abszissenachse geneigt; für Phasenwinkel φ zwischen 0 und 90° sowie zwischen 270 und 360° liegt die große Achse im ersten und dritten Quadranten, für die übrigen Winkel im zweiten und vierten Quadranten; für Winkel zwischen 0 und 180° ist der Umlaufsinus der Ellipse entgegengesetzt der Uhrzeigerdrehung, für $\varphi > 180^\circ$ ist die Drehung dem Uhrzeiger gleichsinnig. Die Quadratur der Ellipse ergibt den Wert $F' = 2\pi \cdot E \cdot J \cdot \sin \varphi$. Sobald etwa durch wattmetrische Messungen die wirkliche Leistung bekannt ist oder E und J bekannt sind, ist dadurch der Phasenwinkel bestimmbar. Ist die Stromkurve keine Sinuslinie, so erhält man keine Ellipsen, sondern irgendwelche andere geschlossene Kurven; die Quadratur einer solchen Kurve gibt nicht den Winkel φ , sondern eine andere Größe ψ , die in bestimmter Weise zu φ in Beziehung steht. Alle diese Kurven nennt der Verf. Charakteristiken erster Art.

Darauf werden die Charakteristiken zweiter Art behandelt. Diese entstehen, wenn der Phasenwinkel φ noch um 90° vergrößert wird und dann wieder i als Funktion von e aufgetragen wird. Es ergeben sich wieder Ellipsen mit ähnlichen Eigenschaften wie vorher. Ihre Quadratur ergibt $F = 2\pi \cdot E \cdot J \cdot \cos \varphi$, d. h. der Flächeninhalt der Kurven, dividiert durch 2π , ist gleich der Leistung des Wechselstromes. Je nach dem Umlaufsinne ist die Leistung positiv oder negativ. Falls man es nicht mit sinusförmigem Stromverlauf zu tun hat, bleibt die Methode dennoch richtig; in jedem Falle gibt die Quadratur der entstehenden Fläche das 2π -fache der Leistung des Wechselstromes. Daß damit eine Analyse periodischer Stromvorgänge möglich ist, indem die Fläche in eine flächengleiche Ellipse umgewandelt wird, folgt nebenbei aus diesen Betrachtungen.

Der dritte experimentelle Teil gibt Aufnahmen der vorher besprochenen Art mit Hilfe der Braunschens Röhre. Die Charakteristiken erster Art sind leicht mit zwei Paar Ablenkungsspulen an der Röhre aufzunehmen; um auch diejenigen zweiter Art zu erhalten, muß eine Phasenverschiebung um 90° vorgenommen werden; wie diese in bekannter Weise mit Hilfe von Induktionsspulen und Kondensatoren hergestellt werden kann, wird noch besprochen.

Schließlich wird noch gezeigt, wie auch bei beliebigem Verlauf von Spannung und Strom aus der Charakteristik die Leistung bestimmbar ist. BOEDEKER.

3. Taylor Jones. The Optimum Secondary Capacity of an Induction Coil. Electrician 22, 99—101, 1919.

— The Maximum Primary Potential in an Induction Coil. Ebenda, S. 121—122. Die Abhandlungen stellen Teile einer offenbar umfangreichen Reihe von Arbeiten des Verf. über den Funkeninduktor dar und behandeln einerseits die Frage nach der günstigsten Wahl des auf der Sekundärseite zur Funkenstrecke parallel zu schaltenden Kondensators, um entweder möglichst hohe Funkenspannung oder möglichst vollkommene Energieübertragung von der Primär- auf die Sekundärseite zu erreichen; andererseits wird die primär an dem Unterbrecher auftretende Spannung in Abhängigkeit von den Induktivitäten und der Sekundärkapazität berechnet.

Das Maximum der Sekundärspannung tritt nicht unmittelbar nach der primären Stromerzeugung ein, sondern infolge der auftretenden Schwingungen etwas später; aus dem Verhältnis der Windungszahlen läßt sich die Spannung nicht ohne weiteres berechnen. In einer Tabelle wird angegeben, wie bei verschieden enger Koppelung das Maximum der Sekundärspannung von der Sekundärkapazität abhängt. Je nach der Größe der am Unterbrecher parallel geschalteten Primärkapazität treten bei Variation des Sekundärkondensators ein oder mehrere Spannungsmaxima auf. Die Frage der möglichst vollkommenen Energieübertragung ist nach anderen Gesichtspunkten zu be-

handeln; es wird auf eine frühere Abhandlung des Verf. verwiesen. Die Eigenkapazität und Streuung des Induktors wird kurz besprochen.

Die zweite Abhandlung geht auf die Höhe der an dem Unterbrecher und dem ihm parallel liegenden Primärkondensator auftretenden Spannung ein. Auch dieser Maximalwert tritt nicht sogleich nach der Unterbrechung, sondern erst nach einiger Zeit auf. Er ist abhängig von der Stärke des unterbrochenen Stromes, von den Induktivitäten und Kapazitäten; ferner ist er um so höher, je höher die Sekundärspannung ist. Es wird mitgeteilt, wie die Primärkapazität bei beliebiger Sekundärkapazität gewählt werden muß. Am größten ist die Primärspannung bei offenem Sekundärkreise; nach einem mitgeteilten Zahlenbeispiel kann sie leicht den zehnfachen Wert (18000 Volt) bei offenem Sekundärkreise gegenüber dem Falle des durch einen Kondensator geschlossenen Stromkreises erreichen.

BOEDEKER.

W. A. Douglas Rudge. On the Electrification given to the Air by a Steam Jet. Proc. Cambridge Phil. Soc. 18, 127—134, 1915. Der Verf. berichtet über einige Versuche, die er an einem Dampfstrahl von variablem Druck anstellte, um die Bedingungen der Elektrizitätserregung und den Charakter der Ladung zu finden. Es ergab sich folgendes: Ein Dampfstrahl teilt der umgebenden Luft positive Ladung mit; diese Ladung ist längere Zeit nach der Kondensation des Dampfes noch nachzuweisen. Die Ladung bleibt stets positiv bei Anwendung reinen Wassers. Eine Mischung mit nicht verdampfenden Substanzen ändert daran nichts. Eine negative Ladung kann auftreten, wenn verdampfbare Substanzen beigemischt werden. In demselben Dampfstrahl lassen sich mit einer verstellbaren Elektrode positive und negative Ladungen gleichzeitig nachweisen. In unmittelbarer Nähe der Austrittsöffnung ist die Ladung negativ, in einiger Entfernung davon Null, um in einiger Entfernung positiv zu werden. Die Entstehung der Ladungen wird durch die Versuche nicht geklärt. Eine kurze Diskussion der möglichen Ursachen befindet sich am Schlusse der Arbeit. Als wahrscheinlichste Entstehungsursache nimmt Verf. die Reibung der Tropfen des kondensierten Wassers aneinander sowie zum Teil auch die Reibung des Dampfstrahles an der Austrittsöffnung an.

R. JAEGER.

N. R. Sen. On the Potential of Uniform and Heterogeneous Elliptic Cylinders at an External Point. Phil. Mag. (6) 38, 465—479, 1919. [S. 649.]

EPSTEIN.

G. Borelius. Bericht über Thermoelektrizität in Mischkristall-Legierungen. ZS. f. Metallkde. 11, 169—179, 1919. Verf. bespricht kurz die bisherigen Ansichten über die Gesetzmäßigkeiten, die die Thermokraft von Legierungen in Abhängigkeit von der Konzentration der Bestandteile beherrschen, unter besonderer Berücksichtigung der Mischkristallreihen. Es zeigt sich, daß die Thermokraftkurven im Konzentrationsdiagramm sehr mannigfaltige Formen annehmen. Nun hatten Borelius (1918) und Sedström (1919) ausgeprägte Gesetzmäßigkeiten in bezug auf das periodische Gesetz aufgedeckt. Verf. diskutiert deshalb die vorliegenden Meßergebnisse für eine Reihe von Legierungen in der Weise, daß er sie nach der Zugehörigkeit der Komponenten zu den Gruppen des periodischen Systems zusammenfaßt. In der Tat tritt dann eine bedeutende Übereinstimmung der sonst recht wechselnden Kurvenformen hervor, und zwar in ähnlicher Weise für die Thermokraft pro Grad, die Peltierwärme, den Temperaturkoeffizienten der Peltierwärme und die Thomsonwärme.

Bei festen Lösungen von zwei Metallen derselben natürlichen Gruppe sind die Kurven verhältnismäßig einfach (kettenlinienartig mit Tendenz zur Geradlinigkeit auf größeren Strecken in tiefen Temperaturen). Gehören die Komponenten verschiedenen Gruppen

en, so sind die Kurven komplizierter (Auftreten von Inflexionen, scharfen knieförmigen Biegungen, die teilweise wirkliche Knicke zu sein scheinen).

Danach verspricht die thermoelektrische Analyse wertvolle Einblicke in die molekulare Konstitution der Metallegierungen zu geben.

HOFFMANN.

L. Holborn. Über die Abhängigkeit des Widerstandes reiner Metalle von der Temperatur. Ann. d. Phys. (4) **59**, 145—169, 1919. Die Metallproben kamen in Form von Drähten zur Verwendung, die blank auf Rahmen aus Glimmer oder Hartporzellan in derselben Weise gewickelt waren, wie es für die Herstellung der Platinwiderstandsthermometer geschieht. Die oxydierbaren Widerstände befanden sich im Vakuum. Die Widerstände, welche ursprünglich aus hartem Draht gewickelt waren, wurden später auf bestimmte Temperaturen t angelassen und dann von neuem gemessen.

Die Resultate sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Neben den reinen Metallen sind auch die schwach verunreinigten aufgeführt; die für sie geltenden Werte sind fett gedruckt.

Widerstandsverhältnis R/R_0 .

	t	— 192°	— 78°	+ 100°	+ 200°	+ 300°	+ 400°	+ 500°
Fe I	500°	0,1003	0,5800	1,6572	2,4726	3,4897	4,6536	6,041
Fe II	380	0,0878	0,5794	1,6476	—	3,4738	—	—
Ni	500	0,2985	0,6700	1,5210	2,1777	3,0423	4,0822	4,526
W I	(2500)	0,1563	0,6524	1,4645	1,9574	2,4793	3,0256	—
Al III	250	0,1443	0,6464	1,4469	1,8919	—	—	—
Bi	200	0,3561	0,7147	1,4456	2,0714	—	—	—
Al IV	250	0,1483	0,6493	1,4449	—	—	—	—
Rh	600	0,1619	0,6597	1,4428	1,9032	2,3816	2,8876	3,414
Al IV	300	0,1556	0,6511	1,4423	1,8903	2,3462	—	—
Mo II	500	0,1931	0,6668	1,4350	1,8846	2,3487	2,8254	—
Cu	380	0,1475	0,6603	1,4331	1,8659	2,3082	—	—
Cu	500	0,1502	0,6602	1,4313	1,8657	2,3075	2,7598	3,225
Al V	250	0,1731	0,6635	1,4255	1,8540	—	—	—
Al V'	250	0,1745	0,6634	1,4254	—	—	—	—
Cd	220	0,2534	0,6929	1,4236	1,8858	—	—	—
Pb	200	0,2634	0,6911	1,4221	1,8769	2,3786	—	—
Zn	200	0,2200	0,6862	1,4146	1,8556	2,3407	—	—
Al V	500	0,2032	0,6747	1,4120	1,8285	—	—	—
Co II	500	0,2365	0,6855	1,4100	1,8334	2,2702	2,7161	3,169
Ag	500	0,2071	0,6841	1,4098	1,8293	2,2626	2,7102	3,168
Al IV	600	0,2153	0,6774	1,4096	1,8202	2,2442	2,6931	—
W II	300	0,2458	0,6940	1,4048	1,8326	2,2722	—	—
Cu	500	0,2375	0,6955	1,3982	1,8087	2,2350	2,6798	3,144
Ir	600	0,2254	0,6938	1,3934	1,7945	2,1965	2,6308	3,070
Pt	800	0,2060	0,6860	1,3920	1,7724	2,1412	2,4984	2,844
Id I	500	0,1874	0,6855	1,3770	1,7281	2,0533	2,3678	—
Id II	500	0,1970	0,6897	1,3726	1,7221	2,0501	2,3574	2,642
La	(2200)	0,2955	0,7304	1,3468	1,6606	—	—	—

berblickt man die Reihe der Widerstände, die nach der Größe des Verhältnisses R_{100}/R_0 angeordnet sind, so fällt zunächst auf, daß sich sowohl die ersten als auch die letzten Glieder von den übrigen besonders unterscheiden. Die ersten zeichnen sich

durch einen mittleren Widerstandskoeffizienten $\alpha_{0,100} = (R_{100} - R_0)/100 R_0$ aus, der etwa das $1\frac{1}{2}$ fache des für alle übrigen Metalle geltenden Wertes beträgt und der sehr stark mit der Temperatur wächst. Hierher gehören die magnetischen Metalle Eisen und Nickel. Der Widerstandskoeffizient wird kleiner und nähert sich dem der übrigen Metalle, wenn die Magnetisierbarkeit aufgehört hat: bei Nickel oberhalb 400° , bei Eisen oberhalb 700° . — Die Metalle mit dem kleinsten Widerstandsverhältnis R_{100}/R_0 unterscheiden sich dadurch von allen übrigen, daß das Widerstandsverhältnis mit wachsen der Temperatur verzögert ansteigt. Zu dieser Gruppe gehören Platin, Palladium und vielleicht Tantal. Wie das Verhalten von Rhodium und Iridium zeigt, ist das verzögerte Wachsen des Widerstandsverhältnisses keineswegs eine Eigenschaft aller Platinmetalle.

Alle untersuchten Widerstände waren aus gezogenem Material hergestellt, welches auf die günstigste Temperatur angelassen die Höchstwerte der Leitfähigkeit und des Widerstandskoeffizienten aufweist. Wird diese Temperatur überschritten, so nehmen beide Größen mit dem Eintritt der Rekristallisation ab. Es bedarf noch der Untersuchung, wie sich Einzelkristalle verhalten; einige diesbezügliche Versuche haben noch nicht zum Ziel geführt.

Verschiedene Metallsorten, die mehr oder weniger starke Verunreinigungen desselben einfachen Metalls darstellen, zeigen Widerstandskurven, die in der Regel in dem ganzen Beobachtungsbereich nebeneinander herlaufen. Der Wert $\alpha_{0,100}$ kennzeichnet also die Widerstandskurve eines nicht zu stark verunreinigten Metalls hinreichend, nachdem für die reinen Metalle der ganze Verlauf bekannt ist. SCHEEL.

Georg Gehlhoff und Friedrich Neumeier †. Wärmeleitvermögen, elektrisches Leitvermögen, Thermokraft und Wiedemann-Franzsche Zahl des Quecksilbers zwischen -190 und $+150^\circ\text{C}$ und ihre Änderung beim Übergang aus dem festen in den flüssigen Aggregatzustand. Verh. d. D. Phys. Ges. **21**, 201—217, 1919. [S. 717]. SCHEEL.

W. C. Rothersall and E. L. Rhead. Some notes on the effects of hydrogen on copper. Engineering **109**, 391—393, 1920. [S. 677.] BERNDT.

Ernst Cohen, C. W. G. Hetterschij und A. L. Th. Moesveld. Piezochemische Studien XVI. Experimentelle Prüfung des Braunschen Gesetzes auf elektrischem Wege. ZS. f. phys. Chem. **44**, 210—232, 1920. [S. 659.] A. SCHULZE.

Richard Lorenz. Beiträge zur Theorie der elektrolytischen Ionen. Nr. 11. Über die Grenzwerte des molaren Leitvermögens und die Regel sie aufzufinden. ZS. f. anorg. Chem. **108**, 81—110, 1919. In der Arbeit wird die Frage aufgeworfen, bis zu welchem Genauigkeitsgrad die Grenzwerte des molaren Leitvermögens μ_∞ bei den organischen Ionen bekannt sind. Sie wurden bisher aus den bei verschiedenen Verdünnungen (32, 64, 128, 256, 512, 1024) gemessenen Werten des molaren Leitvermögens μ nach der sogenannten Ostwald-Bredigischen Regel in der Weise extrapoliert, daß man nach einer von diesen Forschern gegebenen, auf empirischem Wege gefundenen Tabelle zu jedem Werte von μ eine Zahl addierte und nach der Gleichung

$$\mu_\infty = \mu + A$$

den Wert von μ_∞ ermittelte. Bei der Aufstellung dieser Tabelle haben diese Forscher Siemensseinheiten benutzt; die Zahlenwerte sind aber irrtümlich vielfach in den Handbüchern als reziproke Ohm bezeichnet, ohne daß eine entsprechende Umrechnung stattgefunden hätte. Die Prüfung der von dem Verf. aufgeworfenen Frage erfolgt nun in der Weise, daß an die Arbeiten von Kohlrausch über die Extrapolation von μ_∞

aus Messungen bei ganz hohen Verdünnungen von gewissen Standardsalzen (Kaliumchlorid, Natriumchlorid u. a.) angeknüpft wird. Kohlrausch hat gezeigt, daß für sehr hohe Verdünnungen sich die Beobachtungen durch die Formel

$$\mu_{\infty} - \mu = a [S_0]^{\frac{1}{2}}$$

darstellen lassen, die für weniger hohe Verdünnungen durch die Formel

$$\mu_{\infty} - \mu = b [S_0]^{\frac{1}{3}}$$

ersetzt werden muß, worin a und b Konstanten sind und $[S_0]$ die Konzentration des Salzes bezeichnet. Die Prüfung dieser Formeln wurde an dem bekannten Beobachtungsmaterial über die einwertigen organischen Kationen (Basen vom Typus des Ammoniums), im ganzen an 110 Stoffen, von denen meist 59 ausgewählt wurden, durchgeführt, und zwar jedesmal einerseits algebraisch, indem die Konstanten a und b für jede Einzelbeobachtung an jedem Stoff berechnet wurden, andererseits graphisch durch Einzeichnen der Beobachtungen in Koordinatenpapier nach $[S_0]^{\frac{1}{2}}$ oder $[S_0]^{\frac{1}{3}}$ und Durchlegen der geraden Linie mit dem Lineal, wie dies Kohlrausch bei seinen Messungen angegeben hat. Hierbei erwies sich die graphische Methode der algebraischen sehr überlegen. Sie gestattet zunächst, zu entscheiden, ob die Konstanten a und b Stoffkonstanten oder universelle (Gruppen-) Konstanten sind. Es zeigte sich, daß das letztere zutrifft. Weiter ergab sich, daß sich das Beobachtungsmaterial für μ in gleich befriedigender Weise sowohl nach der ersten als nach der zweiten Formel berechnen läßt. Als beste Werte für die Konstanten ergeben sich $a = 91,54$ und $b = 58,2$, so daß also

$$\mu_{\infty} - \mu = 91,54 [S_0]^{\frac{1}{2}} \quad \text{und} \quad \mu_{\infty} - \mu = 58,2 [S_0]^{\frac{1}{3}}$$

st. Aus diesen beiden Formeln kann man die Ostwald-Bredigsche Formel rechnerisch ableiten. Man erhält auf diesem Wege zwei Tabellen, zwischen denen eine Entscheidung zu treffen zurzeit nicht möglich ist. Die auf empirischem Wege gefundene Ostwald-Bredigsche Tabelle stimmt ungefähr mit den nach $[S_0]^{\frac{1}{2}}$ berechneten Werten überein, ohne sich jedoch dieser Formel ganz genau anzuschließen. Ebenso lassen sich aus den beiden Gleichungen theoretisch die Differenzen δ zwischen den einzelnen μ -Werten ableiten. Der Verf. versucht, ob es möglich ist, eine Entscheidung durch einen genauen Vergleich der Werte von Δ und δ , d. h. der Differenzen zwischen $(\mu_{\infty} - \mu)$ und den einzelnen μ -Werten herbeizuführen. Auch auf diesem Wege konnte indes eine Entscheidung nicht herbeigeführt werden. Für die Grenzwerte μ_{∞} sind die beiden Formeln verschieden. Wenn man nach $[S_0]^{\frac{1}{3}}$ rechnet, werden die Grenzwerte des molaren Leitvermögens μ_{∞} größer als nach Ostwald-Bredig und nach $[S_0]^{\frac{1}{2}}$. Auch durch Heranziehung des an den einfachen anorganischen Salzen (Kalium-, Natriumchlorid usw.) gewonnenen Beobachtungsmaterials, soweit es bei 25° vorliegt, also im Sinne der Ostwald-Bredigschen Regel, konnte keine Entscheidung getroffen werden. Es wird deshalb nötig sein, neues, möglichst genaues Beobachtungsmaterial über das Leitvermögen von Salzen beizubringen, um die Werte von μ_{∞} sicherzustellen.
BÖTTGER.

Richard Lorenz. Beiträge zur Theorie der elektrischen Ionen. Nr. 12. Die Grenzwerte des molaren Leitvermögens und die Extrapolationsgesetze von Kohlrausch. S. f. anorg. Chem. 108, 191—210, 1919. Der Verf. hat ähnliche Berechnungen wie in den Werten der molekularen Leitfähigkeit der Chlorhydride organischer Basen (s. das vorstehende Referat) auch an den von Kohlrausch sehr genau ermittelten Werten

der Leitfähigkeit der Lösungen von Natriumchlorid, ferner von Lithium- und Kaliumchlorid, sowie an denjenigen der Nitrats von Lithium, Natrium und Kalium ausgeführt und gelangt hinsichtlich der Frage nach der Extrapolation der Grenzwerte des molaren Leitvermögens μ_∞ aus den bei verschiedenen, nicht allzu großen Verdünnungen gemessenen Werten des molaren Leitvermögens μ zu folgenden Ergebnissen: Die Regel von Ostwald-Bredig nebst der Tabelle von Bredig hat sich auf keine Weise begründen lassen. Sie ist annäherungsweise richtig und kann zur raschen Orientierung über den Wert von μ_∞ benutzt werden; für genaue Bestimmungen ist sie indes zu verwerfen. Im Prinzip ist das Verfahren von Kohlrausch vorzuziehen, bei dem die beiden Gleichungen $\mu_\infty - \mu = a[S_0]^{\frac{1}{2}}$ und $\mu_\infty - \mu = b[S_0]^{\frac{1}{3}}$ verwendet werden, und an dem Beobachtungsmaterial von Kohlrausch liefert der Verf. den Nachweis, daß der Gang des Leitvermögens bei sehr starken Verdünnungen, nämlich von 1000 Liter bis zu etwa 100 Liter, sich tatsächlich der Formel, welche die Potenz $[S_0]^{\frac{1}{2}}$ enthält, sehr ausgesprochen nähert, während für Verdünnungen von 100 Liter bis etwa 10 Liter das $[S_0]^{\frac{1}{3}}$ -Gesetz gilt. Die gewöhnlich angewandten Verdünnungen 32, 64, 128, 256, 512, 1024 fallen daher teilweise unter das $[S_0]^{\frac{1}{2}}$ -, teilweise unter das $[S_0]^{\frac{1}{3}}$ -Gesetz, wie das auch für die Chlorhydride der organischen Basen gefunden worden ist (s. das vorhergehende Referat). Diese Übereinstimmung der Befunde an dem Material von Kohlrausch, der die Verdünnungen experimentell bis 10 000 Liter treiben konnte, mit den an den organischen Salzen, zudem bei einer anderen Temperatur (25° statt der bei den Kohlrauschschen Messungen herrschenden Temperatur 18°) gewonnenen Ergebnissen, ist bemerkenswert und wichtig, da sie zeigt, daß ein allgemeines Extrapolationsschema tatsächlich vorhanden ist. Man kann ihm die Form

$$\mu_\infty - \mu = A[S_0]^n$$

geben, worin sich A und n mit der Verdünnung allmählich verändern. Aber das Vorhandensein einer solchen Regelmäßigkeit läßt andererseits ein gewisses Vertrauen darauf als berechtigt erscheinen, daß man μ_∞ auch aus Messungen, welche nach dem Verdünnungsschema 32, 64, 128, 256, 512, 1024 ausgeführt sind, im Prinzip einigermaßen richtig extrapolieren kann. Allerdings enthält dieses Schema zu wenig Beobachtungen, um die Extrapolation exakt durchführen zu können, die außerdem nur richtige Werte liefern kann, wenn die Messungen mit der äußersten Genauigkeit ausgeführt sind. Während bei den Chlorhydriden der organischen Basen die Konstanten a und b der oben angeführten Kohlrauschschen Extrapolationsformeln als Gruppenkonstanten behandelt werden dürfen, ist dies bei den einfachen einwertigen anorganischen Salzen nicht der Fall. Bei diesen sind sie vielmehr Stoffkonstanten. Ob dieser Unterschied daher rührt, daß die einwertigen organischen Basen einem und demselben Stofftypus angehören (es sind Derivate der Ammoniumbase), oder ob in der letzteren Gruppe von Salzen doch die Beobachtungsfehler zu groß sind, hat sich nicht entscheiden lassen.

BÖTTGER.

Karl Przibram. Über die elektrischen Figuren. Phys. ZS. 20, 299—303, 1919. Der Verf. hat in einer Reihe von Arbeiten die Formen der Lichtenbergischen Figuren in ihrer Abhängigkeit von der Natur des umgebenden Gases untersucht und ist auf Grund dieser Experimente zu folgender Deutung der Entstehung und der polaren Unterschiede der Figuren in den untersuchten Gasen gelangt. Die elektrische Figur wird erzeugt durch eine leuchtende elektrische Entladung, die durch das hohe die

Elektrode umgebende elektrische Momentanfeld hervorgerufen wird. Die Entladung verändert ihr Leitvermögen durch das Feld um die Elektrode so, daß sie die hohe Feldstärke (wie beim Gleitfunken) vor sich herschiebt und kann so weit in den Raum hinein vordringen, und zwar um so weiter, je schmaler die leitenden Entladungsbahnen sind. Darum dringt eine scheibenförmige negative Figur nicht so weit vor, wie die feinen Verästelungen der positiven. Dieser polare Unterschied selbst entspricht dem Unterschied der negativen Spitzenentladung und der positiven Büschelentladung; er ist hervorgerufen durch das unterschiedliche Verhalten der positiven und negativen Ladungsträger. Sind beide Sorten materielle Ionen, wie das in den Gasen hoher Elektronenaffinität, z. B. im Chlor, der Fall ist, so hört der Unterschied zwischen positiver und negativer Figur, wie gezeigt wird, praktisch auf. Der Unterschied wird dagegen immer deutlicher mit abnehmender Elektronenaffinität der Gase, da in ihnen die Umbildung der primär entstehenden Elektronen in negativen Ionen durch Anlagerung an Moleküle immer schwerer erfolgt. In Edelgasen, wo die Anlagerung überhaupt nicht erfolgt, kommt das verschiedene Verhalten des freien Elektrons zum materiellen positiven Ion am stärksten durch die sehr große Verschiedenheit der gebildeten elektrischen Figuren zum Ausdruck.

FRANCK.

C. F. Hagenow. Thermionic and photo-electric phenomena at the lowest attainable pressure. *Phys. Rev.* (2) **13**, 415—433, 1919. Der lichtelektrische Effekt an einer Wolframelektrode wurde bei dem tiefsten erreichbaren Vakuum (etwa 10^{-7} mm Hg) untersucht, und es wurde festgestellt, daß der Effekt wesentlich anstieg, wenn man durch aufprallende Elektronen die Kathode zur Weißglut erhitzt und so von okkludierten Gasen befreit. Die Gasdrucke wurde gemessen mit einem Druckmesser von Buckley (*Proc. Nat. Acad.* **2**, 683, 1916); sein Prinzip besteht in einer Messung der Stärke der Stoßionisation, die durch von einer Glühelektrode kommende Elektronen bei konstanter Potentialdifferenz im Gasraum hervorgerufen wird. Die langwellige Anregungsgrenze des Photoeffekts soll bei ungefähr 2200 Å.-E. liegen, entsprechend einer Ablösearbeit des Elektrons aus dem Wolfram von etwa 6 Volt. Bei Untersuchungen über die Elektronenemission glühenden Wolframs hat man diesen Wert zu 4,5 Volt bestimmt. Den weiteren Inhalt der Arbeit bilden Untersuchungen über die Gasabsorption durch zerstäubendes Wolfram mit und ohne elektrisches Feld.

FRANCK.

Giorgio Valle. Le scariche discontinue in rapporto allo studio generale delle scariche elettriche. *Cim.* (6) **18**, 205—265, 1919. Verf. gibt unter teilweiser Wiederholung früherer Arbeiten: *Wien. Ber.* **121** [2a], 63, 1912; *Fortschr. d. Phys.* **68** [2], 104, 1912; *Vien. Ber.* **123** [2a], 1753, 1914; *Fortschr. d. Phys.* **70** [2], 82—83, 1914; *Cim.* **18** [6], 55, 1919; diese *Ber.* S. 412, einen zusammenfassenden Bericht über die Charakteristik einer Gasentladung, indem er seiner Betrachtungsweise die diskontinuierliche Entladung zugrunde legt. Erweitert ist diese Abhandlung durch eine räumliche Darstellung von Ebenen, in denen die kontinuierlichen, die diskontinuierlichen Entladungen erster und zweiter Art und die Entladungen in Gruppen in Abhängigkeit von Widerstand, Kapazität und elektromotorischer Kraft bei einer Entladungsröhre stattfinden. Ferner wird die Stromspannungsebene einer Entladungsröhre durch die statische Charakteristik und die sogenannte kritische Kurve in drei Teile zerlegt. Je nachdem die dynamischen Charakteristiken in einem oder mehreren Teilen verlaufen, wird eine Erklärung für die Eigenschaften der Entladungen gewonnen. Allgemein wird das Studium der diskontinuierlichen Entladung im Gegensatz zur kontinuierlichen als die bessere Methode befunden zur Erforschung der Gesetze der Elektrizitätsleitung durch

H. KOST.

M. v. Laue. Über die Möglichkeit neuer Versuche mit Glühelctronen. Sitzungsber. d. Math.-phys. Kl. d. bayer. Akad. d. Wiss. 1919, 53—71. Die bisherigen Versuche mit Glühelctronen lassen sich in vier Gruppen einteilen:

1. Messungen des Sättigungsstroms bei so hohen beschleunigenden Spannungen, daß praktisch keine Raumladungen auftreten. Diese Messungen bestätigen die Formel von Richardson

$$i = A \cdot T^{1/2} e^{-\frac{\beta}{T}} \dots \dots \dots (3)$$

deren Konstanten noch nicht hinreichend feststehen.

2. Versuche bei niedrigen beschleunigenden Spannungen und hohen Raumladungen

Für ebene parallele Platten gilt hier die Gleichung

$$i = \frac{4}{9} \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} \frac{V^{3/2}}{d^2} \dots \dots \dots (4)$$

3. Versuche mit sehr kleinen Raumdichten und kleinen verzögernden Spannungen zwischen 0 und 1 Volt, z. B. Messungen der Geschwindigkeitsverteilung.

4. (Zusatz bei der Korrektur!) Unmittelbare thermische Messungen der Austrittsarbeit der Elektronen.

Die Formel für den Sättigungsstrom (4) wird meist so gedeutet, daß

$$i = \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} \cdot \varrho_g \dots \dots \dots (5)$$

wobei ϱ_g die Grenzdichte an der Glühelctrode ist. Dabei wird jedoch nicht beachtet, daß nach O. v. Baeyer ein erheblicher Bruchteil S der Elektronen an der Anode reflektiert wird. Die Formel muß daher richtig lauten

$$i = (1 - S) \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} \varrho_g.$$

Man kann daher aus den bisherigen Versuchen nur $(1 - S) \cdot \varrho_g$, nicht ϱ_g allein bestimmen.

Verf. schlägt zwei neue Arten von Versuchen zur Bestimmung von ϱ_g und S vor. Eine rein statische, indem man mit einem elektrostatischen Meßinstrument die Potentialdifferenz zwischen zwei Kondensatorplatten mißt, einmal, wenn beide Platten kalt sind, dann, wenn die Anode glüht. Die Ladung der Kathode muß in beiden Fällen gleich groß sein. Diese Versuche liefern unmittelbar ϱ_g . Die andere Art liefert die

Größe $\frac{1-S}{1+S} \cdot \varrho_g$ und in Verbindung mit Messungen des Sättigungsstroms ϱ_g und S

einzelnen. Hierbei soll ein sehr schwacher, die Verteilung der Elektronen möglichst wenig störender Strom zwischen den beiden gleich beschaffenen und gleich hoch temperierten Elektroden übergehen. Auf elektrische Heizung ist in beiden Fällen zu verzichten, da die Elektroden Äquipotentialflächen sein müssen. Aus einer vom Verf. früher abgeleiteten Formel (Jahrb. d. Rad. u. Electr. 15, 241, 268, 1918):

$$\varrho_g = \frac{(N\varepsilon)^3}{2R} C^2 e^{\frac{\mu}{RT}} \dots \dots \dots (5a)$$

kann man dann die Elektronenaffinität μ der Glühelctrode bestimmen. C ist eine universelle Konstante von der Größe $7,8 \times 10^{-16} \text{ cm}^{-2} \text{ grad}^{-5/4}$.

§ 1. Die statischen Versuche. Für den Fall, daß ein äußeres Potential die Elektronen gegen die Glühelctrode drückt, hat Verf. für den Potentialverlauf in der Nähe einer Glühelctrode früher die Gleichung abgeleitet

$$\varphi = \frac{R \cdot T}{F^2} \left\{ \log \sin^2 \left(\frac{FK}{2RT} x \right) - \log \left(\frac{FK^2}{2RT\varrho_0} \right) \right\} \dots \dots \dots (6)$$

R = Gaskonstante, T = absolute Temperatur, F = Ladung eines Mols einwertiger negativer Ionen, Q_0 eine Konstante ohne physikalische Bedeutung, K Integrationskonstante.)

Die elektrische Dichte ist durch den Boltzmannschen Verteilungssatz gegeben:

$$\varrho = Q_0 e^{-\frac{F \cdot \varphi}{R T}} \dots \dots \dots (9a)$$

Hieraus folgt die Gleichung für die Potentialdifferenz der Platten

$$\varphi_+ - \varphi_- = \frac{R T}{|F|} \cdot \log \left(\frac{1}{2} \frac{R T}{|F|} \frac{O^2}{E^2} |Q_g| \right) + \frac{|E| \cdot d}{O} \dots \dots \dots (11)$$

(E = ursprüngliche Ladung der kalten Platte, O Oberfläche, d Abstand der Platten.)

Ohne die Elektronen ist die Potentialdifferenz

$$V = \frac{|E| \cdot d}{O} \dots \dots \dots (12)$$

Es sind also alle in der Gleichung (11) vorkommenden Größen bis auf Q_g meßbar oder bekannte Konstanten.

Bedingung für die Gültigkeit der Formel (11) ist, daß die Elektronendichte an der negativen Platte

$$|Q_-| = \frac{F}{2 R T} \cdot \frac{V^2}{d^2} \cdot e^{-\frac{|F| \cdot V}{R T}} \dots \dots \dots (15)$$

praktisch verschwindet. Im elektrostatischen Maßsystem lauten Formel (11) und (15)

$$(\varphi_+ - \varphi_-) - V = \frac{R T}{|F|} \times 2,303 \cdot \log \left(2 \pi \frac{R T}{|F|} \frac{d^2}{V^2} |Q_g| \right) \dots \dots \dots (16)$$

$$|Q_-| = \frac{1}{8 \pi} \frac{|F|}{R T} \frac{V^2}{d^2} \cdot e^{-\frac{|F| V}{R T}} \dots \dots \dots (17)$$

Verf. berechnet für Wolfram bei $T = 2400^\circ$, $V = 4$ Volt und $d = 2$ cm $(\varphi_+ - \varphi_-) - V = 2$ Volt.

Die Gleichung gilt ferner nur, wenn das Gebiet ansteigenden Potentials an der Oberfläche der glühenden Anode klein ist gegen den Plattenabstand. In dem soeben behandelten Falle ist die Dicke dieses Gebiets $x = 9 \times 10^{-4}$ cm, die Bedingung also erfüllt. Für den Fall kreiszylindrisch-konzentrischer Elektroden wird in gleicher Weise abgeleitet

$$\left. \begin{aligned} (\varphi_+ - \varphi_-) - V &= \frac{R T}{|F|} \times 2,303 \left[\log \left(\frac{\pi}{2} \frac{|F| \cdot |Q_g| \cdot r_+^2}{R T} \right) \right. \\ &\quad \left. - 2 \log \left(\frac{|E| \cdot |F|}{a \cdot R \cdot T} - 1 \right) \right] \end{aligned} \right\} \dots \dots (25a)$$

$$V = 4,606 \frac{|E|}{a} \cdot \log \frac{r_-}{r_+} \dots \dots \dots (25b)$$

2. Strömungen in einer Elektronenschar. Es wird, wie auch früher, angenommen, daß die Elektronen so dicht verteilt sind, daß man ihre Gesamtheit als in Kontinuum ansehen kann. Ferner wird die Betrachtung auf so kleine Geschwindigkeiten beschränkt, daß man das mit der Elektronenbewegung verbundene magnetische Feld vernachlässigen kann, und es wird angenommen, daß sich die elektrische Feldstärke aus einem, wenn auch zeitlich langsam veränderlichen, skalaren Potential ableitet. Dann kann man auf die Elektronen die gesamte Hydrodynamik anwenden, mit der Maßgabe, daß das Potential der äußeren Kräfte mit der elektrischen Raumdichte durch die Poissonsche Gleichung $\Delta \varphi = -Q$ verbunden und aus ihr durch gewisse Grenzbedingungen zu bestimmen ist. Die Gültigkeit der Bewegungsgleichungen wird

hierdurch nicht beschränkt. Es folgt dann aus den Eulerschen Gleichungen durch Integration

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{1}{2} q^2 + P = -\frac{\varepsilon}{m} \varphi + \text{konst.} \dots \dots \dots (26)$$

(ψ = Geschwindigkeitspotential, $P = \int \frac{d p}{\delta}$, p = Molekulardruck, $\delta = \frac{m}{\varepsilon} \cdot \varrho$ = Massendichte der Elektronen.) Bei ganz langsamer Strömung, wenn das thermodynamische Gleichgewicht nicht gestört wird, ist

$$p = \frac{\varrho}{\varepsilon} k T, \quad P = \frac{k T}{m} \log \frac{\varrho}{\varrho_0} \dots \dots \dots (27)$$

Es folgt dann aus (26)

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{1}{2} q^2 + \frac{k T}{m} \log \frac{\varrho}{\varrho_0} = -\frac{\varepsilon}{m} \varphi \dots \dots \dots (28)$$

(Die Konstante von U ist in ϱ_0 einbezogen.)

Hierzu kommt die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \text{Div} (\varrho q) = 0 \dots \dots \dots (29)$$

und die Poissonsche Gleichung: $\Delta \varphi = -\varrho$.

Für stationäre Strömung ist, unter Vernachlässigung der Wärmebewegung und der Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen,

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = -\frac{m}{\varepsilon} q \cdot \frac{\partial q}{\partial n} = 0,$$

wenn n die Normale zur Glüh elektrode bedeutet. Beim Übergang eines Stromes zwischen den beiden ganz gleich beschaffenen Elektroden erhält die Anode mehr Elektronen, als sie abgibt; an der Kathode ist es umgekehrt. Hat die Elektronenschar als Ganzes an einer Stelle die Geschwindigkeit q in der positiven, zur Anode senkrechten x -Richtung, so haben hier eine Geschwindigkeit in der gleichen Richtung zwischen ξ und $\xi + d\xi$

$$\frac{\varrho}{\varepsilon} \sqrt{\frac{m}{2\pi k T}} \cdot e^{-\frac{m(\xi - q)^2}{2kT}} \cdot d\xi \text{ Elektronen.}$$

Es treffen also auf die Anode $\frac{\varrho_+}{\varepsilon} \sqrt{\frac{m}{2\pi k T}} \int_0^\infty \xi e^{-\frac{m(\xi - q)^2}{2kT}} d\xi$ Elektronen (ϱ_+ = Dichte

an der Anode). Unter der Annahme $q \ll \sqrt{\frac{kT}{m}}$ lautet die Lösung des Integrals

$$\frac{\varrho_+}{\varepsilon} \left(\sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} + \frac{1}{2} q \right).$$

Hiervon nimmt die Elektrode auf

$$V_+ = (1 - S) \frac{\varrho_+}{\varepsilon} \left(\sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} + \frac{1}{2} q \right) \dots \dots \dots (31)$$

Elektronen. Für $q = 0$ (es fließt kein Strom) wäre statt dessen

$$V_0 = (1 - S) \frac{\varrho_g}{\varepsilon} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} \dots \dots \dots (32)$$

(ϱ_g = gewöhnliche Grenzdichte).

Der Strom ist aber gegeben einerseits durch

$$i = (V_+ - V_0) \varepsilon = (1 - S) \left(\sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} (q_g - q_+) - \frac{1}{2} q_+ q \right) \dots (33)$$

andererseits durch

$$i = -q_+ \cdot q \dots (34)$$

Es ist daher

$$-(q_+ - q_g) = \frac{1}{2} \frac{1+S}{1-S} \sqrt{\frac{2\pi m}{kT}} \cdot i \dots (35)$$

und umgekehrt an der Kathode

$$-(q_- - q_g) = -\frac{1}{2} \frac{1+S}{1-S} \sqrt{\frac{2\pi m}{kT}} \cdot i \dots (35a)$$

Da S von der Geschwindigkeit der Elektronen abhängt, so hat es streng genommen in den Gleichungen (31) und (32) nicht genau den gleichen Wert, doch spielt dieser Unterschied bei kleinem q keine Rolle. Schließlich ergibt sich aus den Gleichungen (28), (35) und (35a) für stationäre Vorgänge in erster Annäherung für parallele ebene Elektroden

$$\varphi_+ - \varphi_- = \sqrt{2\pi m k T} \frac{1+S}{1-S} \frac{i}{q_g \cdot \varepsilon} \dots (36)$$

Eine Messung der Stromdichte-Spannungscharakteristik liefert also die Größe $\frac{1-S}{1+S} q_g$. Für konzentrisch-zylindrische Elektroden ergibt sich die Gleichung

$$\varphi_+ - \varphi_- = \frac{1}{2a} \left(\frac{1}{r_+} + \frac{1}{r_-} \right) \sqrt{\frac{m k T}{2\pi}} \frac{1+S}{1-S} \frac{J}{q_g \cdot \varepsilon} \dots (37)$$

(J = Stromstärke, a = Abstand, r = Radien der Elektroden.)

Für Wolfram bei $T = 2400^\circ$ und $i = 3 \times 10^{-3}$ Amp. wird $\varphi_+ - \varphi_- = 2 \times 10^{-3}$ Volt im ungünstigsten Falle ($S = 0$). Es sind dies also durchaus der Messung zugängliche Größen. Die Bedingung $q \ll \sqrt{\frac{kT}{m}}$ ist ebenfalls erfüllt. W. H. WESTPHAL.

Heinrich Rausch v. Trautenberg. Über das Eindringen von Kanalstrahlen in feste Körper. Jahrb. d. Radioaktivität u. Elektronik **16**, 283–292, 1920. Die Arbeit ist ein zusammenfassender Bericht über die einschlägigen Arbeiten von Stark und Wendt, Stark und Steubing, Glimme und Königsberger, Rausch v. Trautenberg, Flamm und Schumann, Hermann und Kinoshita, Wilsar, Wagner, Fuchtbauer, Saxen und Baerwald, über die im einzelnen bereits in den „Fortschr. d. Phys.“ berichtet worden ist. In den vier Abschnitten des Berichtes werden behandelt: Das Eindringen der Kanalstrahlen, der Durchgang von Kanalstrahlen durch feste Körper, die Reflexion von Kanalstrahlen an festen Körpern und die Emission von Elektronen beim Aufprall von Kanalstrahlen auf feste Körper (Sekundärstrahlung). WESTPHAL.

R. Seeliger. Durchgang korpuskularer Strahlen durch Materie und Konstitution der Atome. I. Jahrb. d. Radioakt. **16**, 19–65, 1919. [S. 669.] SWINNE.

W. E. Pauli und J. Grober. Über den Einfluß normaler Kathodenstrahlen auf das lebende Gewebe. Phys. ZS. **21**, 148–150, 1920. Die Verff. errechnen einerseits den verschiedenen Einfluß der Kathodenstrahlen und der Röntgenstrahlen auf das lebende Gewebe. Sie kommen zu dem Schluß, daß die Kathodenstrahlen $4 \cdot 10^6$ mal stärker wirken müssen. Eine Reihe von Versuchen mit Bacterium coli und Larven des Axolotl bestätigen das Resultat insofern, als bereits kurze Bestrahlungen mit Kathodenstrahlen die Lebewesen abtöten, während selbst eine wesentlich längere Bestrahlung mit Röntgenstrahlen dies nicht vermag. LOEBE.

J. E. Lilienfeld. Die Elektrizitätsleitung im extremen Vakuum. Röntgenspektren bei verschiedenen Entladungsbedingungen. Leipziger Ber., Math.-phys. Kl. **71**, 113—144, 1919. In der Einleitung werden mehrere experimentelle Befunde angeführt, welche nach dem Verf. der Sommerfeldschen quantentheoretischen Vorstellung über die Entstehung der Röntgenbremsstrahlung widersprechen: Die übereinstimmende Zusammensetzung der Bremsstrahlung bei Erregung durch stehende und pulsierende Gleichspannung (Rutherford, Barnes u. Richardson, Phil. Mag. **30**, 339, 1915), sowie die Abhängigkeit der Strahlungshärte von der Brennfleckgröße bei pulsierender Gleichspannung (Lilienfeld, Leipziger Ber. **69**, 226, 1917). Dies letztere, mit Hilfe der Absorptionsanalyse erzielte Resultat wird in der vorliegenden Mitteilung durch mittels des Seemannschen Lochkamaspektrographen erhaltene Röntgenspektralaufnahmen bekräftigt, wobei sich bei konstanter Brennfleckgröße unter Einhaltung gleicher mittlerer Stromstärke, gleicher Spannungsscheitelwerte und gleicher Kurvenform die Wechselzahl des pulsierenden Gleichstromes als mitbestimmend ergibt. Zwecks Aufrechterhaltung der Kurvenform wurde der die Hochspannung (maximal 140 kV) liefernde gut koppelnde Transformator (bei Regelung durch einen vorgeschalteten Stufentransformator) ohne Vorschaltwiderstand betrieben, wobei als Stromquelle bei 50 Perioden die Stadtleitung, bei höheren Perioden ein Generator von 30 kVA diente. Die Lilienfeldröhre lag direkt in starrer Schaltung an den Klemmen des Transformators ohne gleichrichtende Vorkehrungen unter Ausnutzung der der Hochvakuumröhre eigenen Ventilwirkung. Zur Abschätzung der Scheitelspannung wurde die primäre Klemmenspannung mittels eines Netzdrahtvoltmeters gemessen, wie auch ein Spannungsteiler verwendet; die Messung der Funkenschlagweiten ergab (von etwa 90 kV an aufwärts) bei gleichen primären Klemmspannungen bei verschiedenen Wechselzahlen innerhalb 5 Proz. gleiche Schlagweiten (Leipziger Ber. **71**, 145, 1919). Ein angenähert sinuoidaler Verlauf der Strom- und Spannungskurven wurde festgestellt, primärseitig mittels einer gewöhnlichen Braunschen Röhre, sekundärseitig mittels eines speziell gebauten Hochvakuumoszillographen (mit einer der Lilienfeldschen Röntgenröhre analogen Glühlochkatode).

Die mit verschiedenen Wechselzahlen und gleichen Scheitelspannungen erhaltenen Röntgenspektrogramme sind bei weitgestelltem Spalt (0,5 mm breit) und bei Verwendung eines Calciumwolframatschirmes unscharf geraten; auch sind sie mittels des Goldbergschen Densigraphen angenähert photometriert; die beiden Liniensysteme der *K*-Serie von Pt sind erkennbar. Bei der Ausmessung der Spektrogramme ist auf den steilen Abfall der kurzwelligen Bandkante eingestellt; dabei ergeben sich bei einer zu 76,5 kV aus der Primärspannung berechneten effektiven Sekundärspannung, also einer Scheitelspannung von rund 103,5 kV des gleichen Transformators und 8 mA Röhrenstrom, die Grenzwellenlängen

zu $0,114 \times 10^{-8}$ cm bei 50 Perioden,

„ 0,100 „ „ 250 „
 „ 0,072 „ „ 500 „

anstatt des quantentheoretischen Maximalwertes von $0,124 \times 10^{-8}$ cm. Bei gleicher Periodenzahl (500) konnte kein Einfluß der Schwärzungsintensität auf die Grenzwellenlänge festgestellt werden; andererseits konnte bei 500 Perioden die *K*-Serienabsorptionskante von Uran deutlich beobachtet werden. Das Auftreten von durch Oberschwingungen verursachten höheren Spannungen weist der Verf. zurück; dafür ist er aber bereit, im kontinuierlichen Röntgenspektrum neben einer von den elektrischen Betriebsbedingungen der Röhre unabhängigen Anteile noch einen Teil anzunehmen, welcher zwar nicht von dem Antikathodenmaterial, wohl aber von der zeitlichen Änderung der Dichte und Geschwindigkeit der Elektronen abhängt. SWINNE.

J. E. Lilienfeld. Die Hochvakuumröntgenröhren. Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik 16, 105—189, 1919. Bau und Betriebsverhältnisse der Glühkathoden-Röntgenröhre, ganz besonders der „Lilienfeldröhre“ werden ausführlich behandelt. Weiterhin gibt der Verf. eine eingehende Darstellung seiner Auffassung über die Fluoreszenzerscheinungen und die von der Antikathode ausgehenden Strahlungen. Der Inhalt ist in den früheren Publikationen des Verfassers im wesentlichen gegeben. BERG.

W. Kossel. Zum Bau der Röntgenspektren. ZS. f. Phys. 1, 119—134, 1920. [S. 670.] KOSSSEL.

A. Sommerfeld. Bemerkungen zur Feinstruktur der Röntgenspektren. ZS. f. Phys. 1, 135—146, 1920. [S. 671.] KOSSSEL.

Manne Siegbahn und Edv. Jönsson. Über die Absorptionsgrenzfrequenzen der Röntgenstrahlen bei den schwereren Elementen, besonders bei den seltenen Erden. Phys. ZS. 20, 251—256, 1919. Es werden Messungen der Absorptionsgrenzfrequenzen der K-Reihe für die in der Tabelle angeführten Elemente beschrieben. Da ein Rohr mit Wolfram-Antikathode benutzt wurde, konnten die Elemente zwischen Ho und Pt wegen des in diese Gegend fallenden Linienspektrums des Wolframs nicht untersucht werden. Um etwaige Fehler durch unkontrollierbare Eindringung der Strahlen in den Kristall bei der Reflexion zu vermeiden, wurde mit einem Spektographen gearbeitet, bei dem die inneren Netzebenen eines dünnen (etwa 2 mm dicken) Steinsalz- oder Talkspatkristalles zur Erregung der Spektren benutzt wurden. Die Ergebnisse sind in der untenstehenden Tabelle zusammengestellt. Für die leichteren Elemente, die schon früher von E. Wagner und von Blake und Duane untersucht worden sind, stimmen

	N	λ	$\sqrt{\frac{1}{\lambda}}$		N	λ	$\sqrt{\frac{1}{\lambda}}$
1	48	0,4629	1,470	Gd	64	0,2456	2,018
2	50	0,4231	1,537	Dy	66	0,2294	2,088
3	52	0,3877	1,606	Ho	67	0,2214	2,125
4	53	0,3715	1,641	Pt	78	0,1578	2,518
5	55	0,3436	1,706	Au	79	0,1524	2,561
6	56	0,3306	1,739	Hg	80	0,1479	2,601
7	57	0,3186	1,772	Tl	81	0,1427	2,647
8	58	0,3064	1,807	Pb	82	0,1385	2,687
9	59	0,2946	1,843	Bi	83	0,1346	2,725
10	60	0,2835	1,878	Th	90	0,1127	2,979
11	62	0,2636	1,948	U	92	0,1048	3,089
12	63	0,2543	1,983				

Ergebnisse innerhalb der Fehlergrenzen mit denen dieser Forscher überein. Da die Werte von Wagner nach der Drehkristallmethode gewonnen sind, so folgt daraus, daß die Ansicht von Blake und Duane, daß bei dieser Methode infolge der Eindringung in den Kristall systematische Fehler entstanden, nicht zutrifft. HERTZ.

A. Lindemann. Note on the Theory of Magnetic Storms. Phil. Mag. (6) 38, 669 84, 1919. Die Arbeit beschäftigt sich zuerst mit der Annahme Chapmans zur Erklärung der magnetischen Erscheinungen und des Polarlichtes: „An bestimmten Stellen der Sonnenoberfläche werden Bündel von α -Strahlen ausgeschleudert; auf der Erde entsteht ein magnetischer Sturm, wenn sie durch ein solches Strahlenbündel sich durchbewegt. Die α -Strahlen dringen in die Lufthülle ein bis auf eine Höhe von

10⁷ cm über dem Erdboden; dort breiten sie sich unter dem Einfluß ihrer gegenseitigen Abstoßung auf einer Kugelschale aus.“ Lindemann zeigt, daß α -Strahlen allein nicht die wahre Ursache der magnetischen Stürme sein können, denn

1. α -Strahlen können auf der Sonne nicht in genügender Menge erzeugt werden;
2. selbst wenn diese Radioaktivität auf der Sonne möglich wäre, so könnten die α -Teilchen ihren Weg von der Sonne bis zur Erde nicht als Strahlenbündel zurücklegen, da sie wegen der gegenseitigen elektrostatischen Abstoßung nicht beisammen bleiben können;
3. selbst wenn ein solcher Strom von α -Teilchen möglich wäre, so könnte er nach einigen wenigen Sekunden die Erde nicht mehr erreichen wegen der großen Ladung, welche die Erde sofort annehmen würde.

Lindemann schlägt zur Erklärung der magnetischen Stürme und der Polarlichter folgendes vor, um bei der zahlenmäßigen Durchrechnung mit den möglichen Verhältnissen in Übereinstimmung zu bleiben: Eine angenähert gleiche Zahl von positiven Ionen und negativen Teilchen werden von der Sonne etwa in Form einer Wolke von Gas radial weggeschleudert, wie man solche Wolken in der Nähe von Sonnenflecken in Gestalt von Protuberanzen beobachtet. Wird ihre Geschwindigkeit zu 8×10^7 cm/sec genommen, so ist die Zeit, in welcher der Weg Sonne—Erde zurückgelegt wird, $1,9 \times 10^5$ sec (Ricco fand durch Beobachtung des Zeitunterschiedes zwischen Auftreten eines Sonnenflecks und Beginn eines magnetischen Sturmes $1,5 \times 10^5$ sec). Betreffs der möglichen Ursachen, welche den Teilchen die große Geschwindigkeit verleihen, wird zuerst gezeigt, daß in der Sonnenatmosphäre keine nennenswerten elektrostatischen Kräfte vorhanden sein können und daß die hohe Geschwindigkeit der Protuberanzen nicht einer elektrostatischen Abstoßung zugeschrieben werden kann. Die Geschwindigkeit rührt wahrscheinlich vom Lichtdruck her, welcher auf die neutralen Atome wirkt. Dadurch dürften sich die Geschwindigkeiten erklären lassen, welche in den Protuberanzen — von diesen wird angenommen, daß sie zu gleichen Teilen aus positiven Ionen und Elektronen bestehen — beobachtet werden. Die Gaspartikelchen in diesen Gaswolken werden vollkommen ionisiert in dem Maße, in dem der Druck kleiner wird, und deshalb unsichtbar, wenn die Dichte hinlänglich niedrig ist. Durch die Rekombination von Elektronen und Ionen in den höheren Schichten der Atmosphäre werden die Grundlagen für die magnetischen Stürme geschaffen. Diese Rekombination findet nicht auf dem Wege von der Sonne zur Erde statt. Die Dichte der Gaswolke beim Erreichen der Erde ergibt sich nach Lindemann von der richtigen Größenordnung. Der Reichweitenunterschied der positiven und negativen Teilchen erklärt die beobachteten magnetischen Wirkungen und die Erscheinungen in den Polarlichtern. Die Beziehung der magnetischen Stürme zu der Sonnenfleckenperiode und die Tatsache, daß die Stürme das Bestreben haben, in Perioden einer Sonnenumdrehung wiederzukommen, ergibt sich nach dieser Theorie als eine Folgerung des Bestrebens der Protuberanzen, über den Sonnenfleck aufzutreten. Normale Expansion und die Geschwindigkeiten, welche die Teilchen besitzen, bewirken, daß der Durchmesser der Wolke, während sie den Weg Sonne—Erde zurücklegt, sich so vergrößert, daß die Erde auf ihrer Bahn ungefähr bis zu $20 \text{ h} = 7,2 \times 10^4$ sec braucht, um die Wolke zu durchfahren ($20 \text{ h} =$ durchschnittliche Dauer der magnetischen Stürme).

Die gewöhnliche Annahme, daß nur Teilchen von verhältnismäßig großer Geschwindigkeit bis zu jenen Schichten unserer Atmosphäre, in denen die Nordlichter sich abspielen, von außen eindringen können, ist wahrscheinlich irrig; denn diese Ansicht würde dort das Vorhandensein von Wasserstoff verlangen, während — wie Lindemann betont — im Spektrum der Polarlichter die H-Linien fehlen. Als vorherrschende

Gas in den Nordlichtschichten muß das Helium angesehen werden mit einer geringen Beimengung von Stickstoff, was in guter Übereinstimmung mit den spektroskopischen Ergebnissen ist.

Mit der Annahme Chapmans über den Mittelwert der Energie bei durchschnittlichen Stürmen zu 10^{23} Erg wird die Masse der Wolke, soweit sie die Erde betrifft, zu 6×10^7 g (Gesamtladung 2×10^{21} E. S. E.) berechnet; die Gesamtmasse einer solchen Wolke, deren Querschnitt einen Radius von der Größenordnung 10^{11} cm hat, würde $1,4 \times 10^{13}$ g sein. Das entspricht einem Durchmesser der Wolke von ungefähr 2×10^9 cm in der Nähe der Sonnenoberfläche, oder von etwa $1'$.

Die magnetischen Erscheinungen, zu welchen die Rekombination jener Teilchen führt, decken sich mit jenen, welche von der Theorie von Chapman erklärt werden. Der Verf. weist zum Schlusse besonders darauf hin, daß seine Theorie zu Ergebnissen führt, welche von der richtigen Größenordnung sind, wenn die Zahlenverhältnisse geprüft werden, ferner, daß seine Theorie frei ist von den Unzuträglichkeiten, welche den bis jetzt entwickelten Strömungstheorien anhaften.

STÖCKL.

Swyggedauw. Sur les pertes de l'énergie dans les diélectriques des câbles armés. C. R. 168, 230—232, 1919. Verf. untersucht die Verluste in zwei Drehstromkabeln, deren drei Leiter miteinander verbunden und unter Wechselspannung gegen den Mantel gesetzt werden, bei Reihenschaltung und Parallelschaltung der beiden Kabel. Aus der Tatsache, daß in beiden Fällen die Verluste annähernd die gleichen bleiben, wird der Schluß gezogen, daß die Verluste im wesentlichen durch das Dielektrikum und nicht durch die Leiter verursacht werden.

Ferner wird gezeigt, daß diese Verluste mit wachsender Temperatur des Kabels abnehmen, in dem beobachteten Falle um 1,9 Proz. pro Grad. Je wärmer die Leiter sind, um so weniger schwächend wirkt das Dielektrikum auf etwa auftretende Überspannungen.

ZICKNER.

August Žáček. Eine Methode zur Messung von Wechselstromfrequenzen. Phys. ZS. 20, 348—350, 1919. Der Wechselstrom, dessen Frequenz bestimmt werden soll, wird durch zwei parallel geschaltete Stromzweige geschickt, von denen der eine nur Ohm'schen Widerstand, der andere eine Induktivität (oder Kapazität) enthält. Der Widerstand eines Zweiges wird so lange verändert, bis die Wechselstromwiderstände beider Zweige gleich sind, woraus sich dann die gesuchte Frequenz leicht berechnen läßt. Zur Feststellung der Stromgleichheit enthält jeder Zweig noch ein Thermoelement; die beiden Elemente sind in entgegengesetztem Sinne auf ein Differentialgalvanometer geschaltet.

ZICKNER.

Niethammer. Flußverdrängung und Stromverdrängung. Elektrot. u. Maschinenb. 8, 141—144, 1920. Bei ferromagnetischen Drähten und Blechen zeigen sich erhebliche Abweichungen in der theoretisch berechneten Flußverdrängung bei hohen Frequenzen von der tatsächlich gefundenen; ebenso ist es für die Stromverdrängung (Skineffekt). Zur Erklärung dieser Abweichungen legt Verf. die Arbeiten von Broca und Jouast Grundlage und berechnet die Größe der Verdrängung mit Hilfe der Maxwell'schen Gleichungen unter Berücksichtigung des dielektrischen Verschiebungstromes; er findet Übereinstimmung zwischen Berechnung und Erfahrung, wenn für den ferromagnetischen Leiter (Eisen) eine Dielektrizitätskonstante von etwa $2 \cdot 10^{12}$ bis $5 \cdot 10^{12}$ angenommen wird. Es sei bemerkt, daß Broca auf Grund ähnlicher Betrachtungen für runde Kupferdrähte eine dielektrische Konstante von etwa 10^{11} berechnete.

BOEDEKER.

Graf von Arco. Die modernen Sender ungedämpfter Schwingungen in der drahtlosen Telegraphie. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 14, 558—569, 1919. Einleitend wird von

den Anforderungen an die Sendeverfahren, die sich aus Betriebssicherheit und Telegraphiergeschwindigkeit ergeben, die „stetige Energieabgabe“ eingehender besprochen.

1. Stetige Energieabgabe (wie sie beim „ungedämpften“ Sender auftritt, im Gegensatz zum „gedämpften“ Sender, der absatzweise strahlt) bedingt bei gleicher Schwingungsleistung wegen der geringeren Höchstspannung kleinere Antennenkapazität, d. h. geringere Abmessungen.
2. Wesentlich wichtiger ist die große Störungsfreiheit beim Empfang stetig strahlender Sender, da bei gleicher Nutzleistung im Detektor die Koppelung zwischen Empfangsantenne und Detektorkreis viel loser sein darf.
3. Bei Schnelltelegraphie, die große Anlagen erst wirtschaftlich macht, liegt bei unstetiger Energieabgabe die Gefahr vor, daß kurze Zeichen in die Pausen zwischen zwei Wellenzügen fallen und verloren gehen.
4. Ein Nachteil stetiger Strahlung ist die fehlende Tonkennung.

Ein Hauptgrund, weshalb die Vorzüge des ungedämpften Senders erst heute zur Geltung kommen, liegt in der späten Erfindung der geeigneten Empfangsgeräte. Erst in den letzten Jahren ist die Kathodenröhre als Detektor, als Nieder- und Hochfrequenzverstärker und als Überlagerer entwickelt worden und hat die Empfindlichkeit der Empfangsseite in ganz ungeahntem Maße gesteigert. Eine unmittelbare Folge davon ist, daß man für Empfangszwecke in vielen Fällen keine Hochantenne mehr braucht, sondern sich mit einer handlichen Spule begnügt, die zudem als gerichteter Empfänger durch einfaches Drehen Störer ausschalten läßt.

Der Hauptteil der Arbeit behandelt die drei Verfahren für das Senden mit ungedämpften Wellen.

I. Die Hochfrequenzmaschine. 1. Sie eignet sich für die größten Leistungen, da man genügend große Einheiten bauen und in beliebiger Zahl parallel schalten kann. Man hat es daher ganz in der Hand, durch Wahl einer großen Maschine und niedrigen Antenne oder einer kleineren Maschine und hohen Antenne die günstigste Anlage für eine gegebene Strahlleistung zu finden. 2. Die selbsttätige Regelung läßt die Maschinendrehzahl, von der die Frequenz unmittelbar abhängt, um höchstens 0,1 Proz. schwanken. 3. Der Wirkungsgrad der Maschine bei Dauerlast ist gut (etwa 60 Proz.); beim Senden ist er sehr günstig, da die Taste die Maschine von Leerlauf auf Vollast schaltet. 4. Die Einfachheit der Anlage, die selbsttätige Betriebsweise, die Wirtschaftlichkeit und die Möglichkeit des Dauerbetriebes sichern der Maschine die Großstationen mit Schnellbetrieb. 5. Mittels einer Wechselstrom führenden Hilfswicklung kann man den hochfrequenten Schwingungen eine Tonfrequenz oder Sprechströme überlagern, für deren Empfang sich die alten Empfänger mit Detektor und Telephon eignen. 6. Der Wellenbereich läßt sich neuerdings auf jeder Stufe stetig um etwa 20 Proz. erhöhen.

II. Die Bogenlampe. 1. Die in Amerika gebaute neue Bogenlampe für große Leistungen setzt beispielsweise 100 kW Gleichstromleistung mit 40 bis 50 Proz. Wirkungsgrad in Wechselstromleistung um. Die Verluste von 60 bis 50 kW müssen von dem kleinen Volumen des Bogens und der Elektroden aufgenommen werden; die Folge ist eine solche Erhitzung, daß etwa nach einer Stunde der andere Generator eingeschaltet werden muß, damit der erste sich abkühlen kann. Als neu wird die „Kondensatorschaltung“ bezeichnet, die die Schwingungen nach Qualität und Quantität wesentlich verbessert hat. 2. Immerhin bleibt die Abhängigkeit von der Bogenlänge bestehen, wiewgleich es gelungen ist, den erheblich gestiegenen Anforderungen auf Konstanz der Frequenz und Amplitude gerecht zu werden. Als bequemer Maßstab dient die Reinheit des Schwebungsempfanges; schärfer ist die Messung der gesamten Empfangsintensität mit Hilfe eines äußerst schwach gedämpften Kreises. 3. Sehr störend wirken die Oberschwingungen, die bei allen Hochfrequenzerzeugern, am meisten aber bei der

Bogenlampe, auftreten und von der Antenne sehr stark ausgestrahlt werden. Die Mittel zu ihrer Beseitigung würden aber die schöne Einfachheit der Schaltung vernichten. 4. Ein großer Vorzug der Lampe ist der äußerst leichte Wellenwechsel, der vor allem bei militärischen Stationen ins Gewicht fällt. 5. Die Lampe erzeugt nur beim Tasten die gewünschte Welle, in den Pausen gibt sie mit gleicher Leistung eine etwas verstimmt Welle. Hieraus folgt ein schlechter Betriebswirkungsgrad und Unzuträglichkeiten sowohl für die eigene Empfangsstelle wie für fremde Stationen. 6. Wegen der mit der hohen Erhitzung verbundenen häufigen Umschaltung eignet sich die Lampe wenig für Schnellbetrieb.

III. Die Kathodenröhre. 1. Die Röhre verstärkt Wechselströme von allen praktisch vorkommenden Frequenzen. Koppelt man Gitter- und Anodenseite (entweder außerhalb der Röhre durch besondere Koppelglieder oder innerhalb durch die Röhrenelemente selber), so entstehen selbsterregte ungedämpfte Schwingungen (Rückkoppelungspatent von A. Meissner). Die Schwingungen zeichnen sich durch wunderbare Gleichmäßigkeit der Frequenz und Amplitude aus. 2. Erforderlich ist dafür, daß die Heizung der Glühkathode und die Anodenspannung sehr genau konstant gehalten werden. Grundsätzlich ist daher die Wechselstromheizung vorzuziehen, die durch selbsttätige Regelung auch bei erheblichen Schwankungen der Maschinendrehzahl sehr genau konstant gehalten wird. Zugleich wird die Lebensdauer durch Vermeiden der Überlastungen auf 500 Stunden und mehr gebracht. Die hohe Anodengleichspannung wird derselben Wechselstrommaschine über einen Hochspannungstransformator und Gleichrichter entnommen. 3. Die bisher größte Leistung für eine Röhre, deren Volumen durch die Glastechnik begrenzt ist, liegt zwischen 4 und 5 kW. Man kann aber eine größere Anzahl Röhren parallel schalten und entsprechend große Leistungen erzielen. 4. Die physikalischen Vorgänge in der Elektronenröhre sind so klar und einfach, daß die theoretischen Grundlagen schon heute als geklärt gelten dürfen, was man von Funkenentladungen noch nicht sagen kann. 5. Wie bei der Hochfrequenzmaschine tastet man zwischen Vollast und Leer, auch bei Schnelltelegraphie, so daß in den Pausen nur die geringe Leerlaufleistung verloren geht. 6. Will man tönend senden, so kann man z. B. durch Weglassen des Gleichrichters im Anodenkreise den Schwingungen einen Ton aufdrücken. Ebenso einfach ist das Telephonieren, indem man in den Gitterkreis die Sprechströme hinein transformiert.

Zusammenfassend wird am Schluß gesagt, daß für Großstationen, die mit Schnelltelegraphie betriebssicher arbeiten und Gewinn bringen sollen, einzig die Hochfrequenzmaschine in Betracht kommt. Kleine und mittlere Entfernungen und drahtlose Telephonie fallen in den Betrieb der Röhrensender, die schließlich auch auf einige tausend Kilometer arbeiten werden, da ihre konstante Strahlung und ihr störungsfreies Arbeiten auch bei leisem Empfang sichere Übermittlung verbürgen. Zwischen den Gebieten der Maschine und der Röhre liegt der Bereich der Bogenlampe, die bei mäßiger Telegraphiergeschwindigkeit und geringer Stationsdichte den geeigneten Sender darstellt.

MÜHLBRETT.

Hans Schäfer. Die gerichtete Funkentelegraphie im Felde und der Richtempfang. Prometheus 31, 33—38, 43—45, 51—52, 1919. Die gewöhnliche Antenne strahlt nach allen Richtungen gleichmäßig; die gerichtete Antenne (geknickte Antenne von Marconi, Erdantenne) bevorzugt eine bestimmte Richtung. Untergrund der Station, Zwischengelände und Atmosphäre beeinflussen die Richtwirkung. Richtungssender sollen auf schlecht leitendem Boden stehen, Wasserläufe leiten die Wellen gut weiter, Berge werfen Schatten.

Im Felde kam nur die dicht über dem Boden gespannte Erdantenne und die unterirdisch verlegte Stollenantenne in Betracht. Die Vorteile gerichteter Sender sind: Geringere gegenseitige Störung, da nur ein schmaler Raumwinkel beansprucht wird, und die Ortsbestimmung durch Richtungssenden oder Richtungsempfängen. Beim Suchen einer Station ist es am bequemsten, die eigene Station zu drehen und die Richtung des stärksten (genauer noch die des schwächsten) Empfanges festzustellen (Rahmenempfänger, der Referent). Beim Empfang mit zwei zueinander senkrechten Richtantennen berechnet man die Richtung aus dem Verhältnis der Lautstärken. Ersatz für die Drehantenne ist das Radiogoniometer von Bellini und Tosi und die Vielfachantenne (ein Kreis von gerichteten Antennen). Kleinster Richtungsfehler $\pm 1^\circ$.

MÜHLBRETT.

Fr. Jordan. Über objektive Untersuchung von Mikrophonen. ZS. f. Fernmeldetechnik 1, 29—35, 1920. Die Untersuchung von Mikrophonen auf Lautstärke erfolgt in der Weise, daß an den Phasenanker einer Frankeschen Maschine ein Fernhörer angeschlossen wird, dem das Mikrophon gegenübersteht. Die an den Klemmen des Mikrophons erzeugte Wechselspannung wird mit dem Amplitudenanker kompensiert. Durch Anbringung einer Registriervorrichtung an der Membran des Erregerfernhörers kann man ferner die Amplitude dieser Membran und damit die auf das Mikrophon fallende Schallintensität messen. Die auf diese Weise bestimmte Abhängigkeit der Klemmspannung des Mikrophons von der Schallintensität, der Belastung, Frequenz und Batteriespannung wird durch Kurvenbeispiele, die für lautsprechende Mikrophone gelten, dargestellt. Bei der Kompensation mit der Frankeschen Maschine gelingt es nicht, den Ton im Minimum völlig zum Verschwinden zu bringen; die übrig bleibende Tonstärke bildet ein Maß für die Verzerrung durch das Mikrophon, deren praktische Bedeutung indessen gering ist. Die Güte einer Sprechverbindung kann man sehr verbessern, indem man die Resonanzkurven zusammengehöriger Telephone und Mikrophone so aussucht, daß z. B. solche Schwingungen, die infolge der Lage der Resonanzstelle des Telefons benachteiligt sind, durch das Mikrophon um so besser übertragen werden.

SALINGER.

Keef er. Ein Oszillograph für den Unterricht. Korrespondenzbl. d. h. Schulen Württembergs 27, 31—32, 1920. [S. 644.]

SCHWERDT.

C. W. Kollatz. Die Herstellung der hochevakuierten Telefunken-Verstärkerröhren. ZS. f. Feinmech. 28, 39—43, 1920. Der Aufsatz ist im wesentlichen ein Bericht über „Die Fabrikation von Hochvakuumröhren“ von Ru(kop) in der Telefunkenztg. 4, 14—26, 1920.

MÜHLBRETT.

Ernst Siegel. Über die Stromwendung in Gleichstrommaschinen. Elektrot. u. Maschinenbau 37, 587—590, 1919. Der Kommutierungsvorgang in einer Gleichstrommaschine besteht bekanntlich darin, daß vor der Kommutierung eine Ankerspule den Strom $+J_a$ führt, darauf durch die Bürste kurz geschlossen wird und nach Öffnung des Kurzschlusses den Strom $-J_a$ führt. Der Übergang des Stromes von seinem positiven Werte $+J_a$ zum gleich großen negativen Werte $-J_a$ erfolgt nach einer Exponentialfunktion, deren Bestimmungsstücke durch die Selbstinduktion L und den Widerstand R der Spule und die Wendespannung e_w gegeben werden. Die Wendespannung rührt her von der Induktion seitens der Wendepole. Die Bedingung für funkenlose Kommutierung ist die, daß im Augenblick der Öffnung des Kurzschlusses der in der Spule fließende Kurzschlußstrom gleich dem gewendeten Ankerzweigstrom ist; danach muß somit der Verlauf der Exponentialfunktion durch geeignete Wahl

er einzig willkürlichen Größe, nämlich der Wendespannung e_w , eingestellt werden. Es läßt sich, wie in der Abhandlung gezeigt ist, berechnen, daß e_w folgender Bedingung genügen muß:

$$e_w = L \cdot \frac{2J_a}{T_\tau} \left[1 + \frac{\xi^2}{3} - \frac{\xi^4}{45} \dots \right].$$

er ist T_τ die Dauer des Kurzschlusses, also eine von der Tourenzahl abhängige

größe. Ferner gilt $\xi = \frac{R}{2L} \cdot T_\tau$

der Technik wird vielfach so gerechnet, als verlief der Kurzschlußstrom nicht exponentiell, sondern geradlinig von seinem Anfangswerte $+J_a$ nach dem Endwerte J_a . Als Bedingungsgleichung folgt dann für die günstigste Wendespannung:

$= L \cdot \frac{2J_a}{T_\tau}$. Die beiden Ausdrücke für e_w gehen also ineinander mit um so größerer

Genauigkeit über, je kleiner ξ ist. Es wird nachgewiesen, daß für übliche Maschinen im allgemeinen Werte von 0,2 bis 0,5 besitzt; es ist also mit technisch befriedigender Genauigkeit zulässig, nach der einfacheren Formel zu rechnen.

allgemeinen ist die Kommutierung einer Maschine um so leichter, je geringer ihre Tourenzahl ist; doch ist dann wegen der Zunahme des Wertes für T_τ eine stärkere Wendepolerregung und Wendespannung e_w erforderlich.

Die Richtigkeit der Betrachtungen wurde an einer Maschine für 16 kW bei 470 Volt und 1480 Touren nachgeprüft; es berechnete sich für diese Maschine zunächst $\xi = 0,3$ bei normaler Tourenzahl. Die für funkenlose Kommutierung erforderliche Wendepolerregung wurde für verschiedene Tourenzahlen mit der nach der vollständigen Formel berechneten Erregung verglichen; es ergab sich eine Übereinstimmung mit höchstens 10 Proz. Abweichung.

BOEDEKER.

Opold Fährich. Das allgemeine Dreiphasenspannungsdiagramm. Elektrot. u. Maschinenbau 38, 155—158, 1920. Als Inhalt seiner Arbeit gibt Verf. folgendes an: „Einzelne Hilfslinien im Spannungsdiagramm bestimmen neue Spannungsvektoren, welche mit dem Strome einer Phase multipliziert unmittelbar Leistung, Scheinleistung und den physikalisch definierbaren Teil der Blindleistung ergeben. Durch einen Kunstgriff gelingt es, auch Diagramme mit schiefwinkligen Blindspannungen in solche mit rechtwinkligen vollwertig umzuwandeln und dadurch die Ermittlung aller Betriebsgrößen zu erleichtern. In Anlehnung an die graphischen Verfahren werden neue Formeln für die Leistung entwickelt und deren Verwertung für Optimumrechnung verdeutlicht.“

Beispiel eines Falles mit schiefwinkligen Blindspannungen wird eine unverdrillte Leitung untersucht, deren drei Leiter verschiedene gegenseitige Abstände haben, die am Anfang an verzerrter Dreiphasenspannung hängt, am Ende ungleichmäßig belastet ist. Hierfür werden die Ersatzblindspannungen graphisch und rechnerisch ermittelt. Diese stellen sich als reine Funktionen der Phasenströme dar. Für die Ermittlung des allgemeinen Falles mit rechtwinkligen Blindspannungen wird ein Ausdruck gewonnen, der lediglich die Blindwiderstände, die Phasenströme und die verdrillten Spannungen, dagegen nicht die Arbeitsspannungen und die Ohmschen Widerstände enthält.

NEUMANN.

W. Moser. Der Anlauf von Drehstrommotoren mit Kurzschlußanker. Elektrot. u. Maschinenbau 38, 117—119, 1920. Der Verf. teilt Untersuchungen mit zur Ermittlung

lung des günstigsten Läuferwiderstandes für den gebremsten Anlauf eines Induktionsmotors mit Käfiganker. Auf Grund der Beziehung

$$t = \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{D}$$

(in der t die Zeit, v das Verhältnis der momentanen zur synchronen Drehzahl, D das Drehmoment und C eine Konstante bezeichnet, die das Trägheitsmoment und die Synchrondrehzahl enthält) wird die Zeit durch Planimetrieren der Kurve ermittelt, die den reziproken Wert des Drehmoments in Abhängigkeit von v darstellt. Die zu jedem Werte von v gehörigen Verluste werden für Anlauf und Lauf aus dem Kreisdiagramm entnommen. Aus der für den Anlauf erforderlichen Zeit und der Gesamtzeit einer Einschaltperiode wird die Zeit für konstanten Lauf ermittelt. Die Gesamtverluste für Anlauf und Lauf lassen sich hiernach bestimmen. Eine mehrfache Durchrechnung unter geänderten Bedingungen ergibt den günstigsten Wert des Läuferwiderstandes.

NEUMANN

G. Benischke. W. Rogowski. Doppelt verkettete Streuung. Elektrot. u. Maschinenbau 38, 139, 1920. Fortsetzung der Kontroverse über die Priorität des Begriffes der „doppelt verketteten Streuung“ (diese Ber. S. 344). Benischke betont nochmals ausdrücklich, daß er diese Streuung im Einklang mit Sumec niemals als etwas Neues angesehen habe. Rogowski wiederholt seine früheren Ausführungen, daß man, um in der technischen Theorie des Transformators weiterzukommen, nicht von einem Verlust an Kraftlinien, sondern in Anlehnung an Thomälens von einem Verlust an Kraftflußwindungen sprechen müsse. Dies sei ein wesentlicher Fortschritt gegenüber der Auffassung von Benischke, der an der Vorstellung der Streuung als eines Verlustes an Kraftlinien bisher stets festgehalten habe.

BOEDEKER

Wilhelm Höpp. Die Berechnung von Kontakten. Elektrot. ZS. 41, 205—208, 231—235, 1920. Die Grenze, bis zu der ein elektrischer Kontakt (Schalter, Schienenverbindung u. dgl.) belastet werden darf, ist dadurch gegeben, daß seine Temperatur einen bestimmten Grenzwert nicht überschreiten soll; dieser Wert liegt bei etwa 50°; belastet man den Kontakt stärker, so steigen die Energieverluste dauernd an; die Ursache liegt hauptsächlich in der sich bildenden Oxydschicht; man schützt sich vor teilhaft gegen ihre rasche Entstehung durch häufiges Einfetten der Kontaktflächen. Je höher die Raumtemperatur liegt, desto geringer ist die Belastbarkeit der Kontakte. Ein Schalter, der bei 20° Raumtemperatur 900 Amp. verträgt, wird bei 35° nur mit etwa 700 Amp. belastet werden dürfen, wenn der Grenzwert von 50° nicht überschritten werden soll.

Verf. untersucht nach Mitteilung der obigen Versuchsergebnisse rechnerisch den Einfluß einzelner Faktoren auf die Leistungsfähigkeit eines Schalters. Es zeigt sich, daß die entstehende Übertemperatur dem Wattverlust proportional ist; daraus folgt zunächst, daß auch der Spannungsabfall der Übertemperatur proportional ist. Auf die Übertemperatur ist die Form des Schalters (Querschnittsverminderung u. dgl.) von Einfluß, wie näher gezeigt wird. Der Übergangswiderstand ist von der Größe der Kontaktfläche unabhängig; es kommt nur auf den Gesamtdruck P (Produkt aus Druck und Fläche) an. Zur Prüfung ist das Millivoltmeter zweckmäßig; maximal zulässig ist ein Spannungsabfall: $e = J/2P$ Millivolt (J = Betriebsstrom). Danach ist für den Spannungsabfall die Form des Kontaktes gleichgültig; er soll so beschaffen sein, daß er sich reinigen läßt und geringe Oxydation zeigt. Als Beispiele werden Kontrollerringer, Stromschützen und Schienenverbindungen behandelt.

Endlich ergibt sich noch, daß Erschütterungen den Widerstand vergrößern; Stanniolnagen sind nicht zu empfehlen, sie erhöhen nur die Anzahl der Kontaktstellen. Angrenzende größere Metallmassen sind wegen der verbesserten Kühlung zweckmäßig.

BOEDEKER.

Max Jakob. Zur Frage der Messung von Oberflächentemperaturen in der Elektrotechnik. Arch. f. Elektrot. 8, 126—132, 1919. [S. 716.]

JAKOB.

Fr. Kade. Zur Frage der Messung von Oberflächentemperaturen in der Elektrotechnik. Bemerkungen zu der gleichnamigen Arbeit des Herrn M. Jakob. Arch. f. Elektrot. 8, 296—298, 1919. [S. 717.]

JAKOB.

Father. Bemerkungen zur Berechnung von Freileitungen. Elektrot. u. Maschinenbau 8, 158—159, 1920. Die Arbeit bespricht eine Abhandlung von Jobin, Bull. d. Schweiz. Elektrot. Ver. 10, Nr. 6. Vgl. hierzu Seefehlner, Elektrot. u. Maschinenbau 37, 597—604, 1919 (diese Ber. S. 254). Es handelt sich im wesentlichen um die Vereisungsformel von Freileitungen. Die bisher behördlich geregelte Rechnungsvorschrift (Vorschrift des Schweizer Bundesrates 1908, Art. 49) besteht darin, die Leitung für tiefste Temperatur ohne Berücksichtigung von Eis- oder Schneelast zu berechnen, dafür aber eine fünffache Bruchsicherheit zu gewährleisten. Diese Vorschrift versagt aber bei manchen praktisch vorkommenden Spannweiten. Die Zusatzlast wird derart ermittelt, daß sie einer Schneewalze vom Durchmesser 8 cm entspricht mit dem spez. Gew. 0,16. Es werden die Begriffe eingeführt: virtuelles spezifisches Gewicht und äquivalente Temperatur. Das virtuelle spezifische Gewicht entspricht einem Leiter ohne Zusatzlast, aber aus Material von entsprechend höherem spezifischen Gewicht. Die äquivalente Temperatur reicht ohne Zusatzlast aus, einen ebenso großen Durchhang hervorzurufen, wie er sich bei 0° mit Schneelast einstellt. Ferner wird die Annahme diskutiert, nach der der Leitungszug als durchweg konstant angesetzt wird. Es gibt eine Höchstspannweite, bei der die durch obige Annahme bedingten Rechenfehler die Toleranz der Höchstspannung überschreiten. Eine Kurventafel stellt die einzelnen Aneisungskurven in Vergleich. Während die älteren Annahmen die Eislast dem Drahtquerschnitt direkt proportional ansetzen, also eine durch den Nullpunkt gehende Gerade ergeben, berücksichtigen neuere Formeln auch für sehr kleine Drahtquerschnitte noch merkliche Aneisungsdurchmesser. Die Kurven der neuesten Vorschläge veranschaulichen mit zunehmender Leiterstärke ein Sinken der Eisrindenstärken.

SCHWERDT.

W. Zwaardemaker. On Polonium Radiation and Recovery of Function. Proc. Amsterdam 22, 383—385, 1920. Verschiedene Organe hören auf zu funktionieren, wenn aus ihrer Umgebung die vorhandenen Kaliumionen entfernt werden; sie funktionieren wieder, wenn Kalium durch andere radioaktive Atome von radioaktiv gleicher Menge ersetzt wird, gleichgültig, ob α - oder β -Strahler, beispielsweise durch Rubidium, Uran, Thor, Radium, Ionium, Emanation und Actinium. Aber nicht nur die Umspülung mit radioaktiven Elementen stellt die Tätigkeit des Organes wieder her, bringt z. B. das stillstehende Froschherz zum Schlagen, sondern auch Bestrahlung von außen her, z. B. mit Mesothor, Radium, Polonium. Die Streitfrage, ob diese Wirkung eine unmittelbare oder mittelbare (durch Freimachen von Kalium) ist, wird durch einen entscheidenden Versuch dahin beantwortet, daß eine reine Wirkung der Strahlung selbst vorliegt.

ZÖLLICH.

6. Optik aller Wellenlängen.

Eligio Perucca. 'Sur les ondes planes latéralement indéfinies, à vibrations pendulaires, que la réflexion et la réfraction associent à un ou deux systèmes analogues donnés d'ondes incidentes. C. R. **169**, 721—723, 1919. Hat eine gegebene ebene Welle die Richtungsparameter l, m, n , so berücksichtigt die übliche Behandlung des Problems der Reflexion und Brechung an der Ebene $z = 0$ nur die Wellensysteme $l, m, -n$ und l_1, m_1, n_1 , während das noch theoretisch mögliche Wellensystem $l_1, m_1, -n_1$ außer acht gelassen wird. Die übliche Behandlungsweise würde also den Spezialfall eines allgemeineren Problems darstellen, für welches die Amplitude der vierten Welle von Null verschieden ist. Schließt man die Existenz der vierten Welle nicht von vornherein aus, so werden die Amplituden der Wellen 2 und 3 (reflektierte und gebrochene) nur dann sich ergeben können, wenn die Amplituden der einfallenden Welle 1 und der vierten Welle als bekannt in die Grenzbedingungen eingeführt werden können (vgl. auch M. L. Roy, C. R. **166**, 675, 1918).

SCHULZ.

W. Merté. Über die Abhängigkeit des Astigmatismus und der Bildfeldwölbungen von der Dingweite. ZS. f. Phys. **1**, 174—190, 1920. Es werden analytische Ausdrücke abgeleitet für die Abhängigkeit des Astigmatismus $A = T'_\mu - S'_\mu$ und der Bildfeldwölbungen W_s und W_t von dem Abbildungsmaßstabe m eines zentrierten Linsensystems für den Fall, daß die Blendenlage und eine zu dieser Blendenlage gehörende Neigung u des Hauptstrahles vor der ersten Brechung und die zugehörige Neigung u' zwischen dem aus der μ ten Fläche austretenden Hauptstrahl und der optischen Achse gegeben sind. Es wird dabei ausgegangen von den im wesentlichen schon seit R. Smith und dem Jahre 1738 bekannten Beziehungen: $(S_1 - S_f)(S'_\mu - S'_f) = -f_s^2$ (für die sagittalen) und $(T_1 - T_f)(T'_\mu - T'_f) = -f_t^2$ (für die tangentialen Strahlen), die für $\mu = 0$ in die Newtonsche Abbildungsgleichung übergehen, die aussagt, daß das Produkt aus Gegenstands- und Bildabstand konstant ist, falls man diese Abstände von den gleichräumigen Brennpunkten aus rechnet. S_1, S_f, T_1, T_f sind bezogen auf den Durchstoßpunkt P des dingseitigen Hauptstrahles mit der ersten Linsenfläche, $S'_\mu, S'_f, T'_\mu, T'_f$ auf den Durchstoßpunkt des bildseitigen Hauptstrahles mit der Austrittsfläche (μ) des Linsensystems. Man erkennt aus diesen beiden Gleichungen ohne weiteres, daß aus der durch zwei Durchrechnungen gegebenen Lage der dingseitigen Brennpunkte S_f, T_f und der bildseitigen Brennpunkte S'_f, T'_f sowie der dabei sich ergebenden sagittalen Brennweite f_s und der tangentialen Brennweite f_t zu jeder Dingweite S_1, T_1 (es wird nur der praktisch wichtigste Fall $S_1 = T_1$ behandelt, also ein anastigmatischer Bildpunkt angenommen) die bildseitige sagittale Schnittweite S'_μ und die bildseitige tangential Schnittweite T'_μ und damit auch der Astigmatismus A und die Bildfeldwölbungen W_s und W_t sehr einfach berechenbar sind. Um diese Größen in ihrer Abhängigkeit von m darzustellen, wird ausgegangen von

$$S_1 = T_1 = \frac{\delta - mf}{\cos u} \dots \dots \dots (9)$$

δ ist der (auf der optischen Achse gemessene) Abstand des dingseitigen Brennpunktes (für $u = 0$) von der Projektion des Punktes P auf die optische Achse. Aus den vorhin angegebenen beiden Gleichungen und aus (9) folgt:

$$S'_\mu = \frac{S'_f \cdot m + \frac{f_s^2 \cdot \cos u + S'_f \cdot S_f \cdot \cos u - S'_f \cdot \delta}{f}}{\frac{S_f \cdot \cos u - \delta}{f} + m} \dots \dots \dots (10)$$

und eine gleich gebaute Gleichung (10a) für T'_μ , die aus (10) dadurch hervorgeht, daß man S (bzw. den Index s) überall durch T bzw. t ersetzt. Aus (10) und (10a) folgt, da die Zähler und Nenner in bezug auf m lineare Ausdrücke sind, daß $S'_\mu = T'_\mu$, also $A = 0$, eine quadratische Gleichung für m ergibt. [Siehe Gleichung (15), S. 180, in der m durch x ersetzt ist.] Im Sonderfalle $S_f = T_f$ sind die Nenner von (10) und (10a) einander gleich, so daß als Bedingung für $A = 0$ nur eine lineare Gleichung für m übrig bleibt. „Auf jedem Hauptstrahl lassen sich im allgemeinen zwei Dingpunkte finden, deren Bilder anastigmatisch sind. Gibt es deren mehr, so sind die Bilder aller Dingpunkte anastigmatisch.“ Dann werden die durch Subtraktion der Gleichung (10a) von (10) erhaltenen Ausdrücke für A (Kurve dritten Grades) und für das Nullwerden von $\frac{dA}{dm}$ bzw. $\frac{d^2A}{dm^2}$ angegeben. [Gleichungen (32), (33) und (34).]

Für die sagittale Bildfeldwölbung, die hier noch nicht auf die optische Achse projiziert ist, folgt aus der S. 177 gegebenen Fig. 1:

$$W_s = S'_\mu - \frac{\delta' + \frac{f}{m}}{\cos u'} \dots \dots \dots (35)$$

Eine entsprechende Gleichung (35a) gilt für die tangentielle Bildfeldwölbung W_t . Es folgt (in ähnlicher Weise wie vorher für $A = 0$), daß $W_s = 0$ eine quadratische Gleichung für m ergibt. [Siehe Gleichung (43), S. 184, in der m durch x ersetzt ist.] Das gleiche gilt für $W_t = 0$.

Zwei Zahlenbeispiele — gleichschenklige bikonvexe Linse und das photographische Objektiv Planar der Firma Carl Zeiss —, in denen die Zahlenwerte für f , u , S'_f , T'_f , f_s , f_t , δ' , u' der üblichen Durchrechnung und S'_f , T'_f , δ einer zweiten Durchrechnung unendlich ferner Bildpunkt auf dem Hauptstrahl u') entnommen und in (10), (10a), (35), (35a) eingesetzt werden, beschließen die Arbeit. Während beim ersten Zahlenbeispiel die Kurven wiedergegeben werden für die Abhängigkeit zwischen S'_μ und m , zwischen T'_μ und m , sowie zwischen der Gaußischen Schnittweite $G'_\mu = \frac{\delta' + f'_m}{\cos u'}$ und m

(diese drei Kurven sind bekanntlich gleichseitige Hyperbeln), werden beim zweiten Zahlenbeispiel die für den praktischen Gebrauch in Betracht kommenden Kurven der sagittalen und der tangentialen Bildfeldwölbung (für $u = 0$ bis $u = 30^\circ$) für $m = 1$, $m = 10$ und $m = \infty$ gegeben.

H. ERFFLE.

G. v. Hanffstengel. Ein einfaches Positions-Differenzmikrometer. *Sirius* **53**, 74—76, 1920. [S. 646.] BLOCK.

Valter Thielemann. Fortschritte in der Kinotechnik. *Umschau* **24**, 29—30, 1920. Unter den Fortschritten wird aufgezählt: der Ausgleich der Bildbewegung durch bewegliche Spiegel und die für Lehrfilme wichtige Anordnung, welche gestattet, die Bewegung des Films nach Belieben zu unterbrechen, gegebenenfalls sogar eine rückwärtige Bewegung einzuschalten. Es folgen Angaben über mikrokinematographische Aufnahmen, über sprechende Filme und Filmkarikaturen, endlich über die neue von Platt in Amerika eingeführte Filmtechnik, die sich an die auf Bühnen übliche Darstellungungsweise anlehnt. SCHULZ.

Carpentier. Compte rendu de la présentation, faite à la séance du 10 novembre, des Cinématographies en couleurs des Établissements Gaumont. *C. R.* **169**, 889—892, 1919. Die kinematographische Wiedergabe in natürlichen Farben ist nach den neuesten Versuchsergebnissen der Firma Gaumont praktisch ausführbar. Verwendet wird das mit Benutzung dreier Aufnahmen arbeitende Dreifarbenverfahren. Die Bilder laufen in

Gruppen zu drei durch den Apparat, der mit einer Lichtquelle für alle drei Objektive auskommt.

Die Schwierigkeit, für alle drei einfarbigen Teilbilder eine richtige Überdeckung zu erzielen, wird beseitigt durch Einführung eines kleinen Apparates, des „correcteur“, der zu einer genauen Einstellung zweier Objektive während der Vorführung dient. Zwei kleine Hebel, die aus dem Kasten des Korrekionsapparates herausragen, geben dem Operateur die Möglichkeit, zwei der drei einfarbigen Bilder durch die Verstellung des Objektivs nach oben, unten, rechts oder links zu verschieben, wenn sie sich aus ihren Normalstellungen entfernen. Trotz der bei der Kleinheit der Bilder (13×24 mm) und der starken Vergrößerung (120fach linear) vorhandenen großen Empfindlichkeit arbeitet der Bildausgleich leicht und sicher. Weitere Verbesserungen beziehen sich auf die Wahl der Filterfarbstoffe.

SCHULZ.

Arthur Lassally. Die Frequenz (sekundlicher Bildwechsel) in der Kinematographie. D. Opt. Wochenschr. 1919, 341—342. Als Auszug aus einem bei Knapp, Halle a. S., 1919 erschienenen Buche des Verf. über Betriebskinematographie bringt der Artikel naturgemäß nur eine Aufzählung der Ursachen, die zur Wahl einer Frequenz 16 führen. Die untere Grenze ist mit 7 durch die physiologischen Eigenschaften des Auges gegeben, die obere Grenze durch die technische Ausführung der allgemein üblichen Vorführungsapparate mit 32 anzunehmen. Hiernach sind die Aufnahmezeiten zu ermitteln; nur für wissenschaftliche und technische Zwecke sind Frequenzerhöhungen oder Frequenzerniedrigungen bei der Aufnahme bei normaler Vorführungsfrequenz von Wert (Zergliederung und Zusammenziehung von Bewegungsvorgängen). Die Ernemannsche „Zeitlupe“ mit der Frequenz 300 steht außerhalb des Rahmens der Ausführungen.

SCHULZ.

Arthur Lassally. Kinematographische Bewegungsstudien. Werkstattstechnik 14, 4—48, 1920. Der Aufsatz ist ein Abdruck aus dem bereits erwähnten Werke des Verf. über „Bild und Film im Dienste der Technik“, Teil II (Verlag Knapp, Halle 1919). Zur Untersuchung der Bewegungen der Arbeiter und zur Beurteilung des Energieaufwandes ist der Kinematograph in Verbindung mit der Gilbreth'schen Uhr sehr geeignet. (Vgl. vorstehendes Referat.)

SCHULZ.

Th. Liebisch und H. Rubens. Über die optischen Eigenschaften einiger Kristalle im langwelligen ultraroten Spektrum. Berliner Ber. 1919, 876—900. Im Anschluß an eine frühere Mitteilung (Berl. Ber. 1919, S. 198; diese Ber. S. 107) werden weitere Kristalle nach der Methode der Reststrahlen auf ihr Reflexionsvermögen untersucht, und zwar im Gebiete 22μ bis 300μ etwa, und zwar wurde wiederum polarisierte Strahlung verwendet. Die nun untersuchten Substanzen lassen sich in fünf Gruppen teilen: 1. reguläre Kristalle, 2. Opal und Chalcodon, 3. optisch einachsige Kristalle, 4. rhombische und 5. monokline Kristalle. Die bei einigen Kristallen erforderliche Zusammensetzung der Reflexionsfläche aus mehreren Stücken bedingte Korrekturen von 1 bis 7 Proz. Die in Tabellen und Kurven mitgeteilten Ergebnisse lassen teilweise ausgeprägte Maxima und Minima erkennen. Wichtig ist für die Prüfung der Born'schen Theorie fester Körper besonders Zinkblende. Bei den doppelbrechenden Kristallen zeigt sich eine starke Abhängigkeit der Größe und des Vorzeichens der Doppelbrechung von der Wellenlänge.

Um einwandfreie Schlüsse auf die Dielektrizitätskonstante ziehen zu können, mußte der Extinktionskoeffizient aus Absorptionsmessungen bestimmt werden. Es zeigte sich, daß für die 20 zur Untersuchung geeigneten Kristalle eine Vernachlässigung des Extinktionskoeffizienten bei der Benutzung der Fresnel'schen Formeln zulässig war.

bei Alnalcim ist die Durchlässigkeit sehr gering. Starker Dichroismus auch im welligen Teile ist für Turmalin und Beryll festgestellt. Ausnahme von Zirkon stimmen die aus der Reflexion für 300μ berechneten Werte D_{300} der Dielektrizitätskonstanten gut mit den aus elektrischen Messungen abgeleiteten überein. Die aus den Reflexionsbeobachtungen folgenden Werte von D_{300} für amorphe Körper, darunter verschiedene Gläser, einerseits und für Kristalle andererseits in einer Tabelle zusammengestellt. D_{300} schwankt für Gläser zwischen (Uviolcron U. V. 3199) und 14,2 (schwerstes Silikatflint S 461), für Kristalle zwischen 4,2 (Chalcedon bei natürlicher Strahlung) und 61 (Thalliumbromür mit starker Dispersion jenseits des Ultrarots). Für Quarzglas wird 3,75 angegeben. Die erhaltenen Werte D_{300} sind meist etwas größer als die mit Hilfe der Herzogen'schen Wellen beobachteten D_{∞} .

SCHULZ.

Gruner. Über die Gesetze der Beleuchtung der irdischen Atmosphäre durch das Sonnenlicht. Beitr. z. Phys. d. freien Atm. 8, 120—156, 1919. Die bisherige Bearbeitung des Problems der Helligkeitsverteilung am Himmelsgewölbe hat stets eine Reihe willkürlicher Annahmen eingeführt, deren Bedeutung nicht genügend gewürdigt wurde. Für die angegebene Theorie werden 11 Annahmen gemacht, von denen nur drei besonders hervorgehoben werden sollen, nämlich, daß die Sonnenstrahlen parallel zur Erdoberfläche, beim Auftreffen auf die Atmosphäre nicht polarisiert werden und daß die Erdoberfläche und Wolken nicht auf die Helligkeitsverteilung einwirken. Der Einfluß der übrigen Annahmen wird von Fall zu Fall erörtert.

Die mathematischen Beziehungen muß auf die Arbeit selbst verwiesen werden. Ein Sonnenstrahlenbündel wird auf seinem Wege bis zu dem zerstreuenden Element verfolgt und die Integration über die von allen in der Blicklinie liegenden, zerstreuen Elementen herrührenden Anteile ausgeführt, wobei die Polarisationszustände der betreffenden Volumenelemente berücksichtigt werden. Innerhalb eines Volumenelementes werden zunächst nur n gleiche zerstreuende Körperchen angenommen und erst durch Mittelwertbildung unter Annahme der Inkohärenz die Gesamtwirkung berechnet.

Wichtig ist hierzu die als bekannt vorausgesetzte Energieverteilung im Spektrum, die Abmessungen der Erde und der Atmosphärenschichten, ferner die Kenntnis der in der Atmosphäre vorhandenen Körperchen und ihrer Zerstreuungsfunktion, sowie die Verteilung in der Atmosphäre. Für die beiden letzten Gesetzmäßigkeiten ist man bislang auf Hypothesen angewiesen. Die Seeligersche Formel für die Flächenhelligkeit staubförmiger kosmischer Massen ist ein Spezialfall der abgeleiteten Ausdrücke, wobei aber auf die Farbenzerstreuung keine Rücksicht genommen ist. Für die Beugungswirkung wird auf die Rayleighsche Theorie zurückgegriffen.

In einigen speziellen Fällen wird dann die Vereinfachung der allgemeinen Formel angewendet, z. B. für eine einzelne Schicht und die aus mehreren Schichten gebaute Atmosphäre. Die Berechnung selbst setzt eine reine Atmosphäre voraus, bei der die Zerstreuung nur an Luftmolekeln stattfindet und das Rayleighsche Gesetz der Zerstreuung an kleinen Körpern allein benutzt wird. Die Atmosphäre wird in vier Schichten eingeteilt, deren Höhe mit 4, 12, 24 und 84 km angenommen wird (graue, gelbe, blaue, weiße Schicht). Die Zahl der zerstreuen Körperchen im Volumenelement wird nach Angaben de Quervains über Barometerstand und Temperatur in verschiedenen Höhen berechnet und ergibt für

die rote Schicht (4 bis 12 km Höhe)	$n_r = 1,17 \cdot 10^{19}$,
„ blaue „ (12 „ 24 „ „)	$n_b = 0,289 \cdot 10^{19}$,
„ weiße „ (24 „ 84 „ „)	$n_w = 0,0114 \cdot 10^{19}$

als Mittelwert, während für die tiefliegende graue Staubschicht Angaben nicht gemacht werden. Die Auslöschungskoeffizienten sind nach Angaben von King und Whitne ermittelt und an Stelle der Kugelkalotten werden zur Vereinfachung der Rechnung Kegelstumpfflächen eingeführt. Die Schlußtafel läßt ersehen, daß die roten Färbungen am Abendhimmel über der Sonnenuntergangsstelle und auch an der gegenüberliegenden Stelle überwiegen und wie daraus das Auftreten der farbigen Horizontalstreifen und der Gegendämmerung als bloße Wirkung der reinen Atmosphäre verständlich wird. SCHUL

J. Brentano. Sur un dispositif pour l'analyse spectrographique de la structure des substances à l'état de particules désordonnées par les rayons Röntgen. C. R. Société suisse de phys. Lugano, le 8. sept. 1919. Arch. sc. phys. et nat. (5) 1, 550—552, 1919 [S. 673.] SCHUL

Max Berek. Über den senkrechten Durchgang linear polarisierter ebener Wellen durch planparallele Platten durchsichtiger inaktiver Kristalle. Ann. d. Phys. (4) 5, 165—198, 1919. Bei der rein geometrischen Betrachtungsweise der Interferenzerscheinungen, die beim Durchgang durch planparallele Kristallplatten auftreten, wird die Absorption und die Änderung der Amplituden durch Reflexion gewöhnlich nicht berücksichtigt. Eine strengere Durchführung der Aufgabe unter Benutzung der Grundformeln der elektromagnetischen Theorie zeigt, daß geometrische und elektromagnetische Diagonallage bei senkrechter Inzidenz um einen Winkel δ voneinander abweichen, der als Funktion der Hauptbrechungsindizes des Kristalles n_1 und n_2 und des Brechungsindex n_0 des umgebenden Mediums gegeben ist durch

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{n_1(n_2 + n_0)^2 - n_2(n_1 + n_0)^2}{n_1(n_2 + n_0)^2 + n_2(n_1 + n_0)^2}.$$

δ kann bis zu 3° anwachsen; mit zunehmender Größe von n_0 nimmt δ ab. Weiter ergibt sich, daß die Polarisationssebene der resultierenden, geradlinig polarisierten Wellen beim senkrechten Durchgang des Lichtes durch Platten in aktive, einachsige Kristalle im allgemeinen dispersiert sind. Für einachsige und zweiachsige Kristalle werden die Werte der sekundären Dispersion angegeben.

Die Anwendung der abgeleiteten Formeln auf die Theorie der orthoskopischen Meßmethoden ergibt, daß im allgemeinen die Resultate der geometrischen Betrachtungsweise ausreichen, da in der Normallage der Einfluß von δ verschwindet. Auch bei der Analyse elliptisch polarisierten Lichtes sind die Abweichungen zwischen geometrischer und elektromagnetischer Theorie gering, weil die Werte von δ bei sehr geringer sekundärer Dispersion für den zu $\frac{1}{4}$ - λ -Plättchen verwendeten Glimmer nur 1,0' in Luft betragen. Wegen einiger für die Meßverfahren wesentlicher Einlichkeiten betreffend möglicher Fehlerursachen muß auf die Arbeit selbst verwiesen werden. SCHUL

P. H. van Cittert. The Structure of the Sun's Radiation. Proc. Amsterdam 22, 7—81, 1919. Die allgemein bekannte Abnahme der von der Sonne ausgestrahlten Lichtintensität von der Mitte nach dem Rande hin ist nach Vogel für kleinere Wellenlängen größer als für größere, doch besitzt die diese Abnahme darstellende Kurve eine Ausbuchtung in der Nähe von 5000 Å.-E. Die für mehr und engere Spektralbezirke von Abbot ausgeführten Beobachtungen bestätigen die Ergebnisse Vogels; die Ausbuchtung der Kurve bei 5000 Å.-E. ist zwar nicht so stark, aber deutlich ausgesprochen. Mit der Absorption durch eine Sonnenatmosphäre ist die Abnahme der Intensität nach dem Rand hin nicht zu erklären, da die Hälfte der absorbierten Energie in irgendeiner Form nach außen gelangen müßte, während die Beobachtungen de

ringförmigen Sonnenfinsternis vom 12. April 1912 gezeigt hat, daß höchstens ein Tausendstel der von der Sonne zur Erde gelangten Energie von der Sonnenatmosphäre herrührt. Verf. schließt sich den Anschauungen Spijkerboers (Fortschr. 74 [2], 161—162, 1918) an, nach der die Lichtabnahme von der Zerstreuung durch Molekeln herrührt. Der von Rayleigh berechnete Streukoeffizient würde aber bei Annahme überall gleicher Tiefe der ausstrahlenden Schicht, also bei Annahme eines festen Sonnenkernes, eine stärkere Abhängigkeit der Erscheinung von der Wellenlänge ergeben, als die Beobachtung gezeigt hat. Es wird deswegen angenommen, wie es auch schon Spijkerboer getan hat, daß die Strahlung größerer Wellenlänge, die zur Erde gelangt, von tieferen Schichten der Sonne herrührt, als die kleineren. Hieraus würde folgen, daß die Sonne nicht aus einem festen glühenden Kern mit gasförmiger Atmosphäre besteht, sondern daß sie eine Gasmasse von nach innen zunehmender Dichte ist, deren äußerste Schicht sehr wenig Licht aussendet; je größer die Wellenlänge einer Lichtart ist, desto weniger wird sie durch Diffusion geschwächt, aus desto tieferen Schichten gelangt sie zur Erde; die gleichzeitig wirkende unregelmäßige Brechung ist nur wenig von der Wellenlänge abhängig, und demgemäß ist der Unterschied in den Tiefen, aus denen die Erde die Strahlung empfängt, für die verschiedenen Wellenlängen weniger groß, als wenn die Diffusion ihn allein bedingte. Nach der Annahme des Verf. strahlt die äußerste Schicht des die Sonne bildenden Gasballs nur wenig Licht von niedriger Temperatur aus, von der nächst tieferen Schicht empfängt die Erde mehr Licht von höherer Temperatur, die Strahlung aus noch tieferen Schichten wird dann wieder infolge Absorption, Zerstreuung durch Brechung und infolge Diffusion schwächer, hat aber höhere Temperatur. Aus allen diesen Umständen ergibt sich, daß die von der Mitte der als schwarzer Körper angenommenen Sonne ausgehende Strahlung eine Energiekurve besitzt, die vom Ultrarot aus zuerst langsam, dann schneller zu einem flachen Maximum ansteigt und dann sehr steil nach Violett hin herabsinkt. Vom Rande dagegen empfängt die Erde, wie eine einfache geometrische Überlegung zeigt, Strahlungen, die durch größere Gasschichten der Sonne gegangen ist, aber von weniger tiefen herrühren und demnach eine niedrigere Temperatur besitzen; das Maximum ihrer Energiekurve ist weniger breit und liegt bei größeren Wellenlängen. Damit erscheinen die Einzelheiten der Beobachtungen erklärt.

LEVY.

Thomas R. Merton. The Spectra of Isotopes. Nature 104, 93, 1919. Zwischen den Spektren des gewöhnlichen Bleies und des aus Pechblende gewonnenen wurden Unterschiede gefunden, die nahezu mit den von Aronberg (Astroph. Journ. Februar 1918) beobachteten von 0,0043 Å.-E. übereinstimmen. Dasselbe gilt auch für die Spektren von Handelsblei und Blei aus Ceylon-Thorit. Ebenso scheinen die Spektren des gewöhnlichen Thalliums und des aus Pechblende abgeschiedenen darauf hinzudeuten, daß beide Isotope sind, und daß das letztere das größere Atomgewicht hat.

BERNDT.

Alex Müller. Recherches sur les spectres des rayons x (le spectre continu du carbone). C. R. séance soc. suisse de phys. Berthoud, le 10 mai 1919. Arch. sc. phys. nat. (5) 1, 250—251, 1919. Der Verf. untersucht als Antikathodenmaterial Kohle, um zu einer Prüfung der quantentheoretischen Grenzfrequenzregel auch für kleine Atomgewichte zu kommen. Innerhalb der Genauigkeitsgrenze der Versuche wird diese Regel auch hier bestätigt.

SEELIGER.

de Broglie. Sur les spectres de rayons x des éléments. C. R. 169, 134—136, 1919. Eine Aufnahme der K-Linien des Rhodiums benutzt der Verf. zu einer Prüfung der Sommerfeldschen Theorie. Er berechnet aus dem Abstand von $K\alpha_1$ und $K\alpha_2$

die Größe λ_{v_H} zu 0,369 in guter Übereinstimmung mit der Theorie, während die Übereinstimmung bezüglich der Differenzen $K_{\beta_1} - K_{\alpha_1}$ und $K_{\beta_2} - K_{\alpha_2}$ nur zum Teil befriedigend ist. Im zweiten Teil wird das Studium der L -Absorption des Radium fortgesetzt (vgl. C. R. 168, 854, 1919); benutzt wird ein kleines Celluloidröhrchen, das Radiumchlorür enthält. Für die beiden ersten Banden ergeben sich die Wellenlängen zu $\lambda_1 = 0,802 \cdot 10^{-8}$, $\lambda_2 = 0,670 \cdot 10^{-8}$; außerdem erscheint eine schwache Bande bei $0,707 \cdot 10^{-8}$ (?).

SEELIGER.

J. E. Lilienfeld. Die Elektrizitätsleitung im extremen Vakuum. Röntgenspektren bei verschiedenen Entladungsbedingungen. Leipziger Ber., Math.-phys. Kl. 71, 113—144, 1919. [S. 690.]

SWINNE.

Manne Siegbahn und Edv. Jönsson. Über die Absorptionsgrenzfrequenzen der Röntgenstrahlen bei den schwereren Elementen, besonders bei den seltenen Erden. Phys. ZS. 20, 251—256, 1919. [S. 691.]

HERTZ.

A. Sommerfeld. Bemerkungen zur Feinstruktur der Röntgenspektren. ZS. f. Phys. 1, 135—146, 1920. [S. 671.]

KOSSEL.

W. Kossel. Zum Bau der Röntgenspektren. ZS. f. Phys. 1, 119—134, 1920. [S. 670.]

KOSSEL.

Rita Brunetti. La legge di eccitazione dei raggi x caratteristici primari. Nuovo Cimento (6) 18, 266—284, 1919. Ein trommelförmiges Gefäß besitzt in seiner Zylinderwand einen Schlitz parallel der Zylinderachse, durch den Kathodenstrahlen einfallen. Diese werden durch ein homogenes Magnetfeld zerlegt, so daß längs des Zylinderumfangs ein magnetisches Kathodenstrahlenspektrum entsteht. Längs dieses Spektrums laufen zwei Spalte parallel zueinander, die durch dünne Metallstreifen aus zwei verschiedenen Metallen (z. B. Platin und Aluminium) verschlossen sind. Um die Außenseite des Zylinders ist ein Fluoreszenzschirm gelegt, auf dem die auf den Metallstreifen erzeugten Röntgenstrahlen zur Beobachtung kommen. Die Kathodenstrahlen sind so schwach, daß nur die charakteristische Röntgenstrahlung des betreffenden Metallstreifens auf dem Fluoreszenzschirm sichtbar wird.

Aus dem mindesten Krümmungsradius der Kathodenstrahlen, bei dem die charakteristische Strahlung auftritt, und der Stärke des Magnetfeldes läßt sich die zur Erzeugung der charakteristischen Röntgenstrahlung nötige Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen berechnen. Verf. führt derartige Messungen für Platin, Aluminium, Eisen, Kupfer, Zink, Zinn, Cadmium und Blei aus. Dabei werden Magnetfelder von etwa 20 bis 80 Gauß angewandt.

Ihre beobachteten Krümmungsradien vergleicht Verf. mit dem ihrer Meinung nach aus der Quantenbeziehung $h \cdot \nu = 1/2 m v^2$ folgenden, deren deutsche Autoren sie nicht zitiert, wohl auch nicht gelesen hat. Denn es ist ihr nicht bekannt, daß Linienserien im Röntgenspektrum eine für alle Linien gemeinsame Anregungsgrenze haben. Darum berechnet sie für die Anregung jeder einzelnen Linie auch im K -Spektrum eine Mindestgeschwindigkeit der erzeugenden Kathodenstrahlen. Die Fehlergrenzen der Beobachtung sind aber groß genug, um keine Abweichung von dieser Theorie zu ergeben.

BERG.

P. A. van der Harst. Researches on the Spectra of Tin, Lead, Antimony and Bismuth in the Magnetic Field. Proc. Amsterdam 22, 300—312, 1920. Mit einem Rowland'schen Konkavgitter (14 388 Striche pro Zoll, Radius 3 m) wurden 35 Zinn-, 23 Blei-, 27 Antimon- und 16 Wismutlinien in einem Magnetfeld von etwa 30 000 Gauß unter-

sucht. Die Feldstärke wurde durch die Aufspaltung der Zinklinie λ 4680 bestimmt, wobei das Mittel der absoluten Messungen von Gmelin, Weiss und Cotton, und Fortrat zugrunde gelegt wurde. Um das Schmelzen der Zinn-Elektroden zu verhüten, wurde der Funke durch einen Föhn-Apparat gekühlt. Bei Blei wurde eine Hilfsfunkenstrecke zwischen Messingkugeln, die mit Platin überdeckt waren, eingeschaltet. Wismut wurde in einer Legierung mit Antimon untersucht.

Die Resultate des Verf. zeigen einige Abweichungen von denen von Purvis, dessen Zahlenangaben auf den vermutlich richtigen Wert der Feldstärke umgerechnet wurden. Es ließen sich keine Beziehungen zwischen den Aufspaltungen der Linien und den von Lohuizenschen Serien (mit vielleicht einer Ausnahme) finden, ebenso wenig aber ergaben die Aufspaltungen die Möglichkeit, neue Serien festzustellen. Die magnetischen Zerlegungen betrugen etwa das 1- bis 1,5fache der normalen.

13 Antimonlinien zwischen λ 4370 und λ 3460, die nach den Messungen von Schippers in das Handbuch der Spektroskopie von Kayser aufgenommen worden sind, konnten nicht beobachtet werden. Es wird die Vermutung ausgesprochen, daß diese Linien nicht vorhanden sind, und daß Schippers Linien der dritten Ordnung für Linien der zweiten Ordnung hielt.

JANICKI.

J. Stark. Der spektrale Nachweis elektrischer Felder an der Oberfläche chemischer Atome. Ann. d. Phys. (4) 60, 196—200, 1919. Das Vorhandensein molekularer Felder (elektrischer Felder an der Oberfläche von Gasmolekülen) wird erstens durch Verbreiterung und Verschiebung von Serienlinien bei einer Erhöhung von Gasdruck und Stromdichte und zweitens durch das Auftreten gewisser Serien unter der Wirkung elektrischer Felder bezeugt. Ersteres ist mehrfach untersucht und eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung gefunden worden, weniger bekannt dagegen ist die zweite Erscheinung. Die halbscharfe oder dritte Nebenserie des Lithiums (λ 6240, λ 4636, λ 4147, λ 3923) gehört zu den Serien, die im elektrischen Felde auftreten; ihr Auftreten am Lichtbogen in freier Luft, also bei hohem Gasdruck und großer Stromstärke, ist durch die Wirkung molekularer Felder bedingt. Die halbscharfe (3.) Nebenserie des Heliums ist von J. Koch im „endlichen“ elektrischen Felde beobachtet worden, die He-Linien λ 4519 und λ 4046 sind von Merton bei großem Gasdruck und Stromstärke festgestellt worden. Die nahdiffuse Nebenserie des Li und He, deren Linien dicht hinter denen der diffusen Nebenserie liegen, erfährt durch das elektrische Feld eine Verschiebung nach kürzeren Wellen, so daß diese He-Linien früher von J. Stark und H. Kirschbaum irrtümlich als elektrische Komponenten der diffusen Serienlinien angesehen worden waren. F. Exner und E. Haschek haben Li λ 4601 und λ 4131 im Bogen bzw. im Funken an freier Luft beobachtet, F. R. Merton hat λ 4922, λ 4471, λ 4388 der nahdiffusen Heliumserie unter der Wirkung molekularer Felder (erheblicher Gasdruck und große Stromstärke) beobachtet, sie aber unzutreffend für Verbreiterungskomponenten der diffusen Nebenserie erklärt.

JANICKI.

V. Steubing. Eine diamagnetische Erscheinung im leuchtenden Stickstoff und magnetisches Verhalten seiner Bandenspektren. Phys. ZS. 20, 512—519, 1919. Die Untersuchung beschränkt sich auf das sichtbare Spektrum und bezieht sich im wesentlichen auf die in der positiven Säule des Gleichstroms auftretenden, dem Stickstoff angehörenden Banden, auf die erste rotgelbe und zweite blaviolette Bandengruppe, ferner auch auf die stärksten, in der negativen Glimmschicht auftretenden Banden. Das als Cyan-Spektrum bezeichnete, dem Stickstoff angehörende Spektrum tritt unter den verwendeten Bedingungen nicht hervor. Es werden verschiedene Röhren von 11 mm Weite bis zu solchen von kapillarem Durchmesser verwendet, zur Untersuchung im Magnetfelde

eignen sich besonders die weiteren Röhren. Den Strom (1 bis 14 Milliamp.) liefert eine Hochspannungsmaschine von 4800 Volt, der Gasdruck wird zwischen 1,6 und 0,1 mm variiert.

Ohne Magnetfeld leuchtet die positive Säule bei etwa 1 Milliamp. rötlich, mit wachsendem Strom wird sie orange- bis goldfarben. Mit steigendem Strom wächst in weiten Röhren die Intensität der ersten rotgelben Bandengruppe viel rascher als die der zweiten blauvioletten, und zwar in viel stärkerem Grade als die Stromstärke. Dieses Verhalten steht in einem scheinbaren Widerspruch zu den Messungen von W. Jungjohann, der gerade das Gegenteil beobachtete. Dieser arbeitete mit hohen Stromdichten in einer Quarzkapillare. Sobald man zu engen Entladungsröhren, also hohen Stromdichten übergeht, ändert sich die Erscheinung im Sinne der Resultate Jungjohanns.

Wird das transversale Magnetfeld eingeschaltet, so wird die Strombahn je nach Feld- und Stromrichtung rechts oder links an die Wandung des Rohres gepreßt, der entstehende Stromfaden leuchtet bläulichweiß. Infolge des magnetisch vergrößerten Widerstandes muß man Vorschaltwiderstand ausschalten, um die Stromstärke im Entladungsrohr auf die gleiche Höhe zu bringen, wie vor der Einsetzung des Magnetfeldes. Mit Magnetfeld hat das zweite Bandenspektrum sehr stark an Helligkeit gewonnen. Im longitudinalen Felde zieht sich die Säule zu einem blauweißen Stromfaden in der Mitte der Entladungsröhre zusammen, gleichzeitig nimmt der Widerstand der Röhre ab, so daß der Strom durch Einschalten von Widerstand auf seinen alten Betrag gebracht werden muß. Das Verhalten der beiden Bandengruppen ist dasselbe wie im Falle des transversalen Magnetfeldes. Um den Stromfaden herum im longitudinalen Felde zeigt sich das braunrote Leuchten, das von der ersten Bandengruppe herrührt. Untersucht man diese Erscheinung nach der Lockyerschen Methode, so sind die Linien des zweiten Bandenspektrums verkürzt trotz größerer Intensität, die des ersten lang. Die Existenzbedingungen der Träger der ersten und zweiten Bandengruppe sind verschieden, in starker Ionendichte ist das zweite bevorzugt. Die in der positiven Säule des Stickstoffs auftretenden Intensitätsänderungen zugunsten der einen und zuungunsten der anderen Bandengruppe stellen sich im Magnetfelde genau so ein, als wenn man mechanisch den Querschnitt der Entladungsröhre auf die gleiche Größe bringt, wie die Säule im Magnetfelde sich ausbildet.

Damit die Gasmoleküle unbehindert durch die Wandungen der Entladungsröhre den magnetischen Kräften folgen können, wird im Interferrikum eine abgeflachte Kugel in das Entladungsrohr eingesetzt. Ohne Feld ist die positive Säule unverändert, mit Magnetfeld bildet sich wieder der bläulich leuchtende Stromfaden aus, die eingesetzte Kugel ist aber nicht dunkel, sondern durch ihre Mitte zieht sich, senkrecht zum Magnetfelde und zur Stromrichtung, eine bläulich leuchtende Scheibe; deren Spektrum ist identisch mit dem Spektrum des negativen Glimmlichts, d. h. es enthält die negativen Banden. Die günstigste Stromstärke ist 2 Milliamp., Felder von weniger als 1000 Gauß genügen bereits, die Erscheinung hervorzurufen. Starke Magnetfelder wirken ungünstig, weil offenbar die diamagnetischen Moleküle zu rasch durch das Feld herausgeschleudert werden, als daß die Leuchterscheinung sich gleichmäßig ausbilden könnte.

JANICKI.

C. B. Hagenow. Thermionic and photo-electric phenomena at the lowest attainable pressure. Phys. Rev. (2) 13, 415—433, 1919. [S. 685.]

FRANCK.

W. W. Coblentz und H. Kahler. Einige optische und photoelektrische Eigenschaften des Molybdämits. Scientific Paper Nr. 338. Journ. Franklin Inst. 188, 263, 1919. Nach Chem Zentralblatt 1919, 3, 856. Untersucht werden die Transmission und Reflexion

es Molybdänits, die elektrische Leitfähigkeitsänderung unter der Einwirkung der Wellenlängen vom Ultraviolett bis zum äußersten Ultrarot, der Beleuchtungsstärke, Temperatur und Feuchtigkeit. Die Änderungen der photoelektrischen Empfindlichkeit sind nicht durch ein einfaches Gesetz mit der Änderung der Bestrahlungsintensität verknüpft. Die Zunahme des photoelektrischen Stromes ist am stärksten bei einer Intensitätszunahme der ultraroten Belichtung, und zwar am größten bei geringen Lichtstärken. Die photoelektrische Empfindlichkeit nimmt mit der Abnahme der Temperatur zu und ist am größten bei der Temperatur der flüssigen Luft und einer Bestrahlung mit Wellenlängen zwischen $0,8$ und $0,9\mu$.

JANICKI.

W. S. Gripenberg. Der sogenannte Schatteneffekt beim Selen. ZS. f. Feinmechanik 8, 17, 1920. Die Ermüdung der Selenzelle wurde öfter durch die Annahme zu erklären versucht, daß die äußerste, vom Licht getroffene Selenzelle mehr metallisch und lichtabsorbierend würde, so daß die unteren Schichten weniger Licht erhalten und infolgedessen an Leitfähigkeit verlieren. Auf Grund dieser Erklärung hat sich der Name Schatteneffekt eingebürgert; wenn sie richtig wäre, müßte eine dünne, durchscheinende Selenplatte bei kräftiger Belichtung undurchsichtiger werden. Der Verf. stellte Selenplatten von etwa $0,5\mu$ Dicke her und verwendete zur Untersuchung Sonnenlicht und einen Polarisationsapparat mit gekreuzten Nicols. Die im natürlichen Licht sehr wenig durchscheinende Selenplatte leuchtete dann sehr kräftig dunkelrot auf. Das Ergebnis war völlig negativ. Infolgedessen lehnt der Verf. die Bezeichnung Schatteneffekt als irreführend ab und schlägt vor, die alte Bezeichnung Ermüdung — mangels eines Besseren — wieder aufzunehmen.

JANICKI.

Johannes Jurz. Belichtungsverschlüsse und ihr Verhalten zur Belichtungszeit und zum Belichtungswert. Photogr. Rundsch. 1920, 39—42, 52—57, 68—71. Auf eine Vergleichung der Vorteile und Nachteile der Zentral- und Schlitzverschlüsse folgt eine Besprechung der Begriffe Belichtungswert, Belichtungszeit und Ablaufzeit eines Verschlusses, die keineswegs gleichwertig sind. Vor allem wird darauf hingewiesen, daß beim Zentralverschluß Belichtungszeit mit Ablaufzeit gleich sind, während beim Schlitzverschluß beide Werte sich sehr stark unterscheiden können. Auf die hierdurch bedingte Verzerrung schnell bewegter Objekte wird hingewiesen. Für einige Fälle wird das Verhältnis von Belichtungswert und Belichtungszeit bei Schlitzverschlüssen berechnet, wobei auch die Blendengröße in Betracht gezogen wird. Die Differenz zwischen Belichtungszeit und Belichtungswert beträgt bei Blende $f:4,5$ und 180 cm Brennweite für 10 mm Schlitzbreite und 12 mm Abstand des Verschlusses von der Platte 27 Proz.

SCHULZ.

Metzner. Über Verwendung intermittierender Beleuchtung zum Studium rasch verlaufender rhythmischer Vorgänge. ZS. f. wiss. Mikroskopie 36, 113—146, 1920. Für die Untersuchung der Flimmerbewegung und die Analyse der Cilien- und Hüllschwingungen sind die kinematographischen Aufnahmeverfahren mit hoher Frequenz ungeeignet, weil die Lichtstärke der Funken für Mikroaufnahmen nicht genügt. Bei mäßig gesteigerter Aufnahmefrequenz müßte eine außerordentlich starke Vergrößerung und somit eine für die Präparate nachteilige Lichtintensität zur Anwendung finden. Verf. benutzt deshalb die zur Untersuchung rhythmischer Vorgänge bereits verwendete intermittierende Beleuchtung, eine Methode, die sich bei mikroskopischen Präparaten sowohl für helles Feld als auch für Dunkelfeld anwenden läßt. Die erforderliche Frequenz liegt etwa in der Größenordnung von 12 bis 20, und ist das Verhältnis von Dunkelpause zu Lichtwirkung mit etwa 10 gewählt, damit die einzelnen Bewegungsphasen noch hinreichend scharf wiedergegeben werden. Bei den

in Frage kommenden Frequenzen befindet man sich an der Grenze der Gültigkeit des Talbotschen Gesetzes, auch Flimmern ist nicht ausgeschlossen. Der scheinbare Durchmesser der Bewegungsorganellen wird im Hellfeld durch die Lichtverteilung der Beugungsfiguren und die Irradiation vergrößert, im Dunkelfeld verkleinert; auch optische Täuschungen infolge metachroner Bewegung müssen beachtet werden. Als Lichtquelle wurden sowohl eine Nernstlampe oder Bogenlicht mit Kondensor und rotierendem Sektor, als auch Funken (Mg, Al, Fe) mit Deprezunterbrecher und Wagnerschem Hammer verwendet. Die Umdrehungsgeschwindigkeit des mit Motor betriebenen Sektors wurde akustisch gemessen. Schwächere Objektive mit stärkeren Okularen erwiesen sich am geeignetsten, die Wahl der Kondensatoren erfolgte je nach der Natur der aufzunehmenden Objekte. SCHULZ.

L. Hamburger, G. Holst, D. Lely and E. Oosterhuis. On the influence of different substances on the absorption of light by thin tungsten layers. Proc. Amsterdam 21, 1078—1088, 1919. Die Abkürzung der Lebensdauer von Wolframlampen infolge des Niederschlages des Metalles an der Wandung wird abgeschwächt einerseits durch Einführung eines inaktiven Gases unter hohem Druck, wie in den Halbwattlampen, andererseits durch Einführung kleiner Mengen solcher Substanzen in die evakuierte Lampe, durch die der Metallniederschlag auf der Wandung farblos wird. Von diesen Substanzen wirken Chlor und Verbindungen dieses Elements, sowie andere Verbindungen, die in der Lampe das Halogen entwickeln, und ebenso Sauerstoff dadurch, daß sie mit dem Wolfram durchsichtige Verbindungen eingehen; doch greift das Chlor den Glühfaden und die Zuführung an. Verf. untersucht nun eingehend die schon anderweitig gemachte Beobachtung, daß auch die Einführung gewisser fester Substanzen, insbesondere von Kochsalz, die Lebensdauer der Lampe verlängert; die Annahme, daß das Salz dissoziiert wird und das Chlor die Wirkung ausübt, erweist sich als unrichtig. Verf. kommt zu der Anschauung, daß der vom Glühfaden ausgesandte Elektrodenstrom den Metallniederschlag in dem fein verteilten Salz zu einem optisch leeren kolloidalen Gebilde gestaltet. Die Zeit der Abschwächung der Lichtintensität um 20 Proz. des ursprünglichen Betrages ist bei Einführung von NaCl die 2,6fache, bei CaF₂ die 3,3fache. LEVY.

A. Blondel. Sur une solution de la photométrie hétérochrome permettant une mesure physique de l'intensité lumineuse. C. R. 169, 830—835, 1919. Bei den bisher in Vorschlag gebrachten Methoden zur Ausführung heterochromer Photometrie handelt es sich darum, durch Filter (oder Blenden) eine passende Abschwächung der einzelnen Spektralfarben zu bewirken. Die Schwierigkeit ist hauptsächlich, eine hinreichende Lichtenergie zu behalten, die auch bei gewöhnlichen Lichtquellen noch genügende Ausschläge des Meßinstrumentes liefert.

Die bereits vor dem Kriege begonnene Arbeit, in der die Arbeiten von Ives nur im Anhang berücksichtigt werden, benutzt einen Spektrographen, dessen Mattscheibe zweckmäßig aus dünnem Alabasterglas besteht. Würde der Spalt beleuchtet, so entstünde auf dieser ein Spektrum, das nun gemäß der Lichtempfindlichkeit des Auges für die verschiedenen Wellenlängen unter Berücksichtigung der Dispersion des Prismas abgebildet werden muß, wenn die durchgehende Energie in ihrer Gesamtheit der Helligkeit der Lichtquelle proportional sein soll. Wird umgekehrt diese Blende mit der zu untersuchenden Lichtquelle beleuchtet, so zeigt eine hinter dem Spalt befindliche lineare Thermosäule ebenfalls einen der Helligkeit proportionalen Ausschlag. Vorteil der Anordnung ist es, daß die durch den Spalt austretende Lichtmenge größer ist als bei der umgekehrten Anordnung. Immerhin mußte, um eine ausreichende Größe der Ausschläge bei 50kerzigen Lampen in 30 cm Entfernung vom

Schirm zu erhalten, zur Verwendung eines thermoionischen Verstärkers gegriffen werden; über die endgültigen Versuche zur Herstellung eines auf diesen Grundlagen sich aufbauenden Photometers soll noch berichtet werden. SCHULZ.

Oliver Lodge. A Photoelectric Theory of Colour Vision. *Nature* **104**, 92, 1919. In einer Mitteilung an die British Association stellte Lodge die Hypothese auf, daß die Lichtempfindung zurückzuführen sei auf radioaktive Erregung bestimmter Atome der Pigmentschicht durch das auffallende und absorbierte Licht. Ein offener Brief Jolys (*Nature* **104**, 74, 1919) besagt, daß dieser schon vor einigen Jahren eine ähnliche Theorie aufgebaut habe, bei der angenommen wurde, daß die mit der auslösenden Schwingungsfrequenz steigende Geschwindigkeit emittierter Elektronen für die Farbenempfindung maßgebend sei. Beide Anschauungen decken sich im wesentlichen. Es läßt sich ableiten, daß das Auge für die absoluten Helligkeitswerte innerhalb weiter Grenzen kaum ein Maß besitzen kann, und daß alle photometrischen Beobachtungen vergleichender Art sein müssen. Für eine experimentelle Begründung der Theorie sind hochempfindliche Apparate erforderlich. SCHULZ.

V. Franz. Das psychologische Moment in unseren Eindrücken von der scheinbaren Größe der Gestirne. *Das Weltall* **20**, 39—44, 1919. Die Arbeit enthält eine kurze Darstellung des Gedankenganges zweier Abhandlungen von W. Filchner (*Deutsche Revue*, Nov./Dez. 1912, *Archiv für Anatomie und Physiologie*, physiol. Abt., S. 197—221, 1918), in denen die Frage der scheinbaren Größe der Gestirne auf experimentell-psychologischem Wege zu beantworten versucht wird. Es zeigt sich, daß für jede Objektgröße ein Abstand existiert („kritischer Punkt“), bis zu dem die wirkliche Größe der Körper richtig beurteilt wird, und zwar ist für eine Größe von

0,0005 m der Abstand 0,7 m,	0,16 m der Abstand 18,3 m,
0,004 „ „ „ 1,3 „	0,2 „ „ „ 22,5 „
0,04 „ „ „ 5,5 „	0,35 „ „ „ 38,8 „
0,1 „ „ „ 11,5 „	

Jenseits dieser Entfernungen gelegene Objekte werden nach ihrem Bildwinkel beurteilt, also um so kleiner, je ferner sie sind. Für jede Entfernung, die größer ist als 38,8 m, gibt es daher eine bestimmte, mehr als 35 cm betragende Objektgröße, die den Eindruck eines 35 cm großen Gegenstandes hervorruft, und zwar ist dies diejenige Objektgröße, die in der betreffenden Entfernung unter einem Sehwinkel von etwa 30 Bogenminuten erscheint. Als Grund dieser Begrenzung des Sehraumes wird die Erfahrung angenommen. Beim Blick nach oben wird der kritische Abstand kleiner. Ein direkter Versuch, die scheinbare Entfernung des Horizontes zu bestimmen, führte ebenfalls auf eine Sehraumgrenze von 40 m, die auch mit der scheinbaren Größe von Sonne und Mond am Horizont im Einklang steht. Die mehrfach gegebenen Beispiele lassen erkennen, daß die Erklärungsweise der neuerdings viel behandelten Frage angemessener ist und von unbegründeten Hypothesen freier, als die Darstellung Vittes (*Phys. ZS.* **19**, 142—151, 1918; **20**, 61—64, 114—120, 126—127, 368—370, 919). SCHULZ.

I. von Rohr. Zur Entwicklung der Fernrohrbrille. *ZS. f. ophthalmol. Opt.* **8**, 33—39, 1920. Verf. gibt einen weiteren (vierten) Nachtrag zu seiner gleichnamigen Arbeit (*ZS. f. ophthalmol. Optik* **3**, 1—17, 33—41, 1916). HINRICHS.

Alexius Pichler. Beiträge zur Brillengeschichte aus Kärnten. *ZS. f. ophthalmol. Opt.* **39**—42, 1920. Verf. beschreibt zwei Hamburger Meisterbrillen, die er in den Sammlungen des Kärtner Geschichtsvereins in Klagenfurt aufgefunden hat. HINRICHS.

W. Merté. Die Grundlagen der Kinematographie. Die Naturwissenschaften 7, 435—443, 1919. Die Ausführungen zerfallen in zwei Teile: 1. die psychologischen und physiologischen Bedingungen, welche die kinematographischen Täuschungen hervorrufen, und 2. die technisch-physikalischen Einrichtungen und Anordnungen, die geeignet sind, jene Bedingungen herbeizuführen. 1. Zur Ergründung des eigentlichen Wesens der kinematographischen Gesichtstäuschungen bedient man sich am besten des Tautoskops von Zeiss, einer Projektionseinrichtung mit zwei nebeneinander stehenden Objektiven, die auf dem Schirm dasselbe Bildfeld auszeichnen. Projiziert man hintereinander zwei Bilder, so hat man den Eindruck, als ob das eine allmählich in das andere übergehe, so daß ein Bewegungsvorgang vorgetäuscht wird. Die Bilder müssen besonders wohl hinsichtlich der räumlichen Eigenschaften (Gestalt, Lage) einander ähnlich sein. Außerdem ist eine genügend schnelle Aufeinanderfolge der Bilder notwendig, um den sogenannten „stroboskopischen Effekt“, d. h. die Identifikationstäuschung hervorzubringen. Diese ist auch dann noch vorhanden, wenn die beiden Bilder nicht ganz unmittelbar aufeinanderfolgen, wobei dann ein dunkler Schatten über das Bildfeld hinweggleitet. Damit ist nachgewiesen, daß die Täuschung ohne Nachbildwirkung eintritt. Diese spielt bei den heute üblichen Kinoprojektoren mit ruckweise bewegtem Film gleichwohl eine wichtige Rolle. Die Weiterfortschaltung des Bildwinkels wird durch eine rotierende Dunkelblende verdeckt. Der dadurch bedingte Wechsel zwischen Hell und Dunkel, das Flimmern, läßt sich vermeiden, wenn man die Lichtreize immer rascher auf die Netzhaut, bis zur völligen Verschmelzung der Lichteindrücke, einwirken läßt. Die hierfür notwendige Anzahl der Lichtwirkungen in der Sekunde ist durch die Verschmelzungsfrequenz gegeben, deren Gesetze sich durch rotierende Kreisscheiben mit schwarzen und weißen Sektoren ermitteln lassen. Für das Sektorenverhältnis 1 ist bei einer Belichtungsstärke des Projektionsschirmes von 50 Meterkerzen die Verschmelzungsfrequenz 46,8. Die modernen Kinoprojektoren erreichen nicht einmal die untere Grenze von 38 bei 10 Meterkerzen. Durch Variieren des Sektorenverhältnisses kann man die Verschmelzungsfrequenz herabdrücken. Marbe fand folgende Werte:

Relative Wirkungsdauer des		Verschmelzungsfrequenz	Sektorenverhältnis	Ausgeschnittener Sektor	Geschlossener Sektor
ausgeschnittenen Sektors	geschlossenen Sektors				
1	7	25	$\frac{1}{7}$	22,5 ⁰	157,5 ⁰
1	3	23,2	$\frac{1}{3}$	45	135
1	1	31,2	1	90	90
3	1	27,4	3	135	45
7	1	20,8	7	157,5	22,5

Die Messungen stimmen mit den Erfahrungen überein. Bei einem Sektorenverhältnis größer als 1 erhält man neben der Verringerung der Verschmelzungsfrequenz noch eine bessere Lichtausbeute. Die Ruhestellung des Films muß also möglichst lange dauern im Verhältnis zur Weiterschaltung. Wegen der starken Inanspruchnahme von Film und Mechanismus wird jedoch ein Sektorenverhältnis von 5 kaum überschritten. Durch Einschaltung überzähliger Verdunkelungen läßt sich das Flimmern vollständig unterdrücken. Die durch den „stroboskopischen Effekt“ vorgetäuschte Bewegung erfolgt nach dem „Prinzip des kürzesten Wahrnehmungsweges“, d. h. sie kommt in der Richtung des kürzesten Weges zustande. Es können deshalb falsche Bewegungen bei kinematographischen Darstellungen vorgetäuscht werden, indem beispielsweise ein

Vagenrad rückwärts laufend erscheint, wenn es sich bei vollständiger Gleichheit der Speichen zwischen je zwei Aufnahmen um einen Winkel gedreht hat, der größer als ein halber Speichenwinkel ist. — 2. Einer der ältesten Apparate zum Vortäuschen proboskopischer Bewegungen zu Unterhaltungszwecken ist das Lebensrad oder Kinetoskop, gleichzeitig von Plateau und Stampfer erfunden. Es ist eine um ihren Mittelpunkt gedrehte Kreisscheibe gegenüber einem Planspiegel aufgestellt, auf der Bilder und über diesen Spalte konzentrisch angeordnet sind. Sieht man durch die Spalte nach dem Spiegel, so erscheinen neben den runden Spalten die Gegenstände in Bewegung. Bei dem „Anschütz'schen Schnellseher“ befinden sich die Bilder und Spalte auf der Innenwand eines Zylinders und man sieht durch den Spalt die gegenüberliegenden Bilder sich bewegen. Vervollkommenet wurden die Apparate, als man die Bilder auf photographischem Wege herstellte. Zu erwähnen ist die „Mareysche Methode“, in deren Lauf ein photographisches Objektiv und an Stelle des Schlosses ein Bewegungsmechanismus und eine photographische Platte angeordnet sind, welche letztere mit einem Uhrwerk ruckweise bewegt wird. Später wurde die Platte durch Platten aus Papier mit lichtempfindlicher Schicht ersetzt. 1889 schlägt Friese-Green einen Bildträger den Zelluloidfilm vor, und damit beginnt die Entwicklung der modernen Kinetographen. Die Apparate zerfallen in zwei Gruppen: Kino-Aufnahmekammer und Kino-Projektor; beide werden eingeteilt in solche, bei denen der Film im Fenster schrittweise fortbewegt wird und solche, bei denen das Bildband kontinuierlich durch das Filmfenster hindurchbewegt wird. Die ersteren sind die gebräuchlichen. Bei ihnen werden Film und Apparat allerdings stark beansprucht, was bei der zweiten Art fortfällt. Bei dieser kann die Filmbewegung im Fenster optisch aufgehoben werden: 1. durch ein oder mehrere bewegte Objektive, 2. durch Einschaltung von dioptrischen Ausgleichssystemen und 3. durch Einschaltung von dioptrischen Ausgleichssystemen in den abbildenden Strahlengang. Von diesen werden wieder die unter 2. angeführten am meisten angewandt. Durch auf einer stetig gedrehten prismatischen Trommel angeordnete Planspiegel erfolgt hier der optische Ausgleich. Ist f die Brennweite, h die Bildhöhe, w der Bildwinkel, so ist $\tan w = \frac{h}{f}$ und die Anzahl der Spiegel $Z = \frac{360^\circ}{w}$. Bei den dioptrischen Systemen ist der Spiegel im einfachsten Fall durch eine rotierende planparallele Platte ersetzt. Die Vorteile der Apparate mit kontinuierlich bewegtem Film sind folgende: Die Festigkeit des Apparates wird nur wenig beansprucht, die Bildfrequenz kann bedeutend erhöht werden und der Projektor gestattet, das Licht besser auszunutzen, da der Wechsel von Hell und Dunkel fortfällt, wodurch eine flimmerfreie Projektion erzielt wird. Trotz dieser Vorteile haben sich diese Apparate noch nicht einzuführen vermocht, da die bisher vorliegenden Ausführungsformen in ihrer Leistungsfähigkeit meist noch viel zu wünschen übrig lassen.

OBERLÄNDER.

7. Wärme.

Herz. Zur Kenntnis des physikalischen Verhaltens von Flüssigkeiten. ZS. f. Elektrochem. 26, 109—111, 1920. Die früher vom Verf. aufgestellte Formel für die Verdampfungswärme L bei der normalen Siedetemperatur T_s
$$L = \frac{p_k T_s}{d_k T_s} (p_k, T_k, d_k)$$
 (kritischer Druck, kritische Temperatur, kritische Dichte) liefert mit der van 't Hoff-

schen Formel für die Siedepunkterhöhung c den Ausdruck $c = \frac{4}{3} \frac{T_k^2 d_k}{p_k}$, wenn man nach Guldberg-Guye $T_s = \frac{2}{3} T_k$ setzt. Entsprechend erhält der Verfasser für den Sättigungsdruck p in der Nähe einer Atmosphäre mit der Clausius-Clapeyron'schen Gleichung $\log \frac{p_s}{p} = 4,91 \left(\frac{T_s}{T} - 1 \right)$, wenn man das Molekulargewicht M nach der empirischen Beziehung $M = 22,62 \frac{T_k \cdot d_k}{p_k}$ einführt. Endlich ergibt sich die Poissonsche Kapillarkonstante α mittels der Gleichungen von Kistjakowski $\left(\frac{M_a}{T_s} = 1,16 \cdot 10^{-2} \right)$ und von Trouton $\left(\frac{ML}{T_s} = 21 \right)$ zu $\alpha = 0,0552 \frac{p_k \cdot T_s}{d_k \cdot T_k} = 0,03643 \frac{p_k}{d_k}$. Die drei neu aufgestellten Beziehungen werden an einer Reihe von vorliegenden Beobachtungsdaten geprüft und als Näherungsformeln bestätigt. HENNING.

Karl Lichtecker. Ableitung des quantentheoretischen Ansatzes für die Entropie ohne Zuhilfenahme der Stirlingschen Formel. Phys. ZS. 20, 12–14, 1919. Der quantentheoretische Ansatz für die Entropie eines aus N gleichartigen Elementen bestehenden Systems, welche einer abzählbaren Anzahl diskreter Zustände fähig sind, als Logarithmus der „thermodynamischen“ Wahrscheinlichkeit des jeweiligen Gesamtzustandes wird ohne Zuhilfenahme der Stirlingschen Näherungsformel so abgeleitet, daß die Bedeutung der Näherung, die zu diesem Ansatz führt, klar hervortritt. Von dem Fall gleicher Wahrscheinlichkeit der elementaren Zustände ausgehend, wird der gefundene Ausdruck verallgemeinert für verschiedene Wahrscheinlichkeit der elementaren Zustände. SCHEEL.

R. Plank. Über Abkühlung von Gasen durch Leistung innerer und äußerer Arbeit. Phys. ZS. 21, 150–156, 1920. Aus den beiden Hauptsätzen ist leicht eine Beziehung zwischen dem elementaren Kühleffekt $\frac{\partial T}{\partial p}$ bei umkehrbarer adiabatischer Expansion mit Leistung äußerer Arbeit, der zur Abkürzung α_s genannt wird, und dem entsprechenden Kühleffekt bei der Drosselung, α_i , abzuleiten. Diese lautet $\alpha_s = \alpha_i + \frac{A v}{c_p}$, wenn A das Wärmeäquivalent bedeutet. Mit Hilfe der von Jakob angegebenen Zustandsgleichung der Luft wird zunächst α_i und c_p , letzteres im Vergleich zur spezifischen Wärme bei 1 Atm., berechnet und der Quotient $\frac{\alpha_i}{\alpha_s}$ gebildet. Dieser besitzt für jede Temperatur ein Maximum, das um so mehr zu kleinen Drucken rückt, je tiefer die Temperatur ist. Bei -170° erreicht es etwa 97 Proz. Bei der Lindeschen Luftverflüssigung arbeitet die Maschine unter solchen Bedingungen, daß jenes Verhältnis ein Optimum besitzt. — Schon 1917 hat der Verfasser darauf hingewiesen, daß der integrale Kühleffekt $\Delta_i = T - T_{0i}$ beim Drosselversuch in besonders einfacher Beziehung zu vielen anderen thermischen Größen steht. Es werden jetzt ähnliche Beziehungen für die endliche Abkühlung $\Delta_s = T - T_{0s}$ bei adiabatischer Expansion auf den konstanten Druck P_0 mit Leistung äußerer Arbeit hergeleitet und die wichtigsten Formeln in einer Tabelle zusammengestellt. Es wird betont, daß die Funktion Δ_i , welche in der Form $\Delta_i = T - \frac{i}{c_{p0}}$ geschrieben werden kann, wenn i den Wärmehalt bezeichnet, durchaus den Charakter eines thermodynamischen Potentials oder einer charakteristischen Funktion besitzt. HENNING.

- Paul Schreiber.** Über die Anwendung der graphischen Verfahren bei den Formeln der Thermodynamik. Meteorol. ZS. **36**, 332—339, 1919. [S. 646.] SCHWERDT.
- L. v. Laue.** Über die Möglichkeit neuer Versuche an Glühelktroden. Münchener Ber., Math.-phys. Kl., 1919, 53—71. [S. 686.] WESTPHAL.
- Wilhelm H. Westphal.** Messungen am Radiometer. ZS. f. Phys. **1**, 92—100, 1920. Untersucht wurde die Abhängigkeit der Radiometerwirkung von Druck und Art des umgebenden Gases. Die Radiometer bestanden aus Stanniol, Glimmer oder Goldfolie, waren einseitig berußt und mittels eines feinen Quarzfadens in Gefäßen von 10 oder 15 cm Durchmesser aufgehängt. Sie wurden mit einer Nernstlampe gleichmäßig bestrahlt. Das Maximum der Empfindlichkeit lag bei fünf von den benutzten sechs Radiometern im Mittel, mit sehr geringen Abweichungen bei den aus der Tabelle ersichtlichen Werten des Gasdrucks. Die Reihenfolge der Gase war bei allen sechs Radiometern die gleiche (Argon — Wasserstoff — Luft — Kohlensäure). Sie deutet möglicherweise
- | | | | |
|-----------------------|--------------------------|-----------------------|--------------------------|
| Argon | 0,024 ₅ mm Hg | Luft | 0,021 ₅ mm Hg |
| Wasserstoff | 0,022 ₅ „ „ | Kohlensäure | 0,015 ₈ „ „ |
- auf einen Zusammenhang mit der Zahl der Atome im Molekül hin. Die Lage des Maximums scheint nicht einer Beziehung zwischen Gefäßdimensionen und freier Weglänge zu entspringen.
- Near der Grenze der Pumpwirkung, wenn der am MacLeod-Manometer gemessene Druck unendlich klein ist, verschwindet auch bei Anwendung eines Kühlbades von Kohlendäureschnee und Äther der Radiometereffekt nicht vollständig, wegen der Reste von Quecksilber- und Fettdämpfen, die das Manometer nicht anzeigt. Der Betrag, um den die am Manometer gemessenen Drucke zu erhöhen sind, läßt sich durch eine Extrapolation bei tiefen Drucken ermitteln. Nach Anbringung dieser Korrektur zeigt sich in allen Fällen, daß die Kurve der Radiometerwirkung mit großer Genauigkeit symmetrisch zum Maximum ist, wenn man als Abszisse den Logarithmus des Druckes aufträgt. Das bedeutet, daß der Radiometerdruck zum mindesten in weitgehender Annäherung eine Funktion von $\log^2 p$ ist. Eine theoretische Deutung dieser Tatsache kann zurzeit nicht gegeben werden.
- Falls sich diese Symmetrie der Radiometerkurve auch weiterhin als allgemeinere Eigenschaft erweist, kann man mittels des Radiometers die Sättigungsdrucke bei tiefen Temperaturen solcher Substanzen messen, deren höhere Sättigungsdrucke, zum mindesten bis zum Maximum des Radiometereffekts, zuverlässig bekannt sind. WESTPHAL.
- Wilhelm H. Westphal.** Die Möglichkeit einer Deutung der Photophorese als Radiometereffekt. ZS. f. Phys. **1**, 256—258, 1920. P. Epstein hat kürzlich nachgewiesen, daß eine elektromagnetische Deutung der von F. Ehrenhaft entdeckten lichtnegativen Photophorese kleiner Teilchen nicht möglich ist. Es bleibt demnach zurzeit nur die radiometrische Deutung dieses Effekts, im Sinne der von W. Gerlach und W. H. Westphal untersuchten negativen Radiometerwirkungen, übrig. Ehrenhaft glaubt nachgewiesen zu haben, daß eine radiometrische Deutung nicht möglich sei, insbesondere da die photophoretische Kraft auf die von ihm untersuchten Teilchen in einem größeren Druckbereich ziemlich konstant sei. Ähnliches zeigt sich aber auch bei Radiometern bei höheren Gasdrucken. Falls bei der lichtnegativen Photophorese ein negativer Radiometereffekt vorliegt, so muß man annehmen, daß die Temperatur der der Strahlung abgekehrten Seite der Teilchen höher ist, als die der Vorderseite. Dies kann eintreten, wenn die Strahlung erheblich in das Teilchen

eindringt und die Wärmeableitung durch Leitung und Strahlung an der Rückseite schlechter ist als an der Vorderseite. Dies deutet auf eine verschiedene Beschaffenheit der beiden Seiten, die nicht ausgeschlossen ist, da es sich durchweg um Substanzen handelt, die in verschiedenen Modifikationen vorkommen. Zur endgültigen Klärung der Frage sind weitere Versuche, z. B. mit spektral zerlegtem Licht, notwendig. Zurzeit kann man nur so viel sagen, daß eine radiometrische Deutung der Photo-phorese nicht ausgeschlossen und eine andere Deutung nicht zu geben ist. WESTPHAL.

Reinhold Fürth. Zur Beweglichkeitsbestimmung aus der Brownschen Bewegung an einem Einzelteilchen. I. Ann. d. Phys. (4) 59, 409—424, 1919. Verf. zeigt, daß die an einer in einer Flüssigkeit herabsinkenden Partikel in vertikaler Richtung gemessenen Erstoppassagezeiten durch die Teilstrische eines Okullarrasters im Beobachtungsmikroskop zu kleineren Werten der Diffusionskoeffizienten führen, als die an der gleichen Partikel gemessenen horizontalen Erstoppassagezeiten. Die Erscheinung tritt im gleichen Sinne bei Teilchen aus verschiedenem Material und verschiedener Größe auf. Es werden systematisch alle Möglichkeiten diskutiert, die zu dieser Anomalie führen können und schließlich die Vermutung geäußert, daß die zur Berechnung aus der vertikalen Brownschen Bewegung verwendete Formel infolge zu kleiner Statistik auf die Beobachtungen nicht anwendbar sein könnte.

Auf Grund dieser Annahme wird eine Korrektionsformel entwickelt und auf die Beobachtungsergebnisse angewendet. Es zeigt sich, daß mit dieser Korrektur die Anomalie völlig verschwindet. Die Beobachtungen in der Horizontalen bedürfen einer Verbesserung nicht.

Um zu zeigen, daß der aus der Horizontalbewegung errechnete Wert des Diffusionskoeffizienten zu richtigen Werten der Beweglichkeit führt, wird umgekehrt mittels der Stokesschen Formel die Beweglichkeit aus der mittleren Fallgeschwindigkeit berechnet und hiermit aus der Brownschen Bewegung die Loschmidtsche Zahl bestimmt. Sie ergibt sich in guter Übereinstimmung mit anderweitigen Messungen. — Alle Meßmethoden, welche die Abweichungen von der gleichmäßigen Fallbewegung kleiner Teilchen zur Beweglichkeitsbestimmung heranziehen, geben ohne die hier entwickelte Korrektur systematisch zu kleine Werte.

SCEEEL.

Max Jakob. Zur Frage der Messung von Oberflächentemperaturen in der Elektrotechnik. Arch. f. Elektrot. 8, 126—132, 1919. Vidmar hat neuerdings den bemerkenswerten Vorschlag gemacht, Widerstandszunahme und Oberflächentemperatur elektrischer Wicklungen zu messen, da sich aus diesen beiden die in der Wicklung auftretende Höchsttemperatur in bequemer Weise berechnen läßt. Die Messung einer Oberflächentemperatur geschieht nach den vom Verband deutscher Elektrotechniker herausgegebenen Normalien bisher durch ein Quecksilberthermometer, dessen Gefäß mit Stanniol umwickelt auf die Oberfläche aufgesetzt wird. Zum Vermeiden von Wärmeverlusten wird die Thermometerkugel und die Meßstelle gemeinsam mit einem schlechten Wärmeleiter (Putzwolle) überdeckt. Der Verf. zeigt an Hand einiger überschlägiger Rechnungen, daß die genaue Befolgung dieser Vorschrift nicht vor beträchtlichen Meßfehlern schützt. Durch die Abdeckung des Flächenstückes f , dessen Temperatur t_0 gemessen werden soll, durch die damit verbundene Vergrößerung der Oberfläche auf den Wert F und unter Umständen auch durch die Veränderung des äußeren Wärmeleitvermögens vom Wert α auf α' nimmt nämlich die Temperatur den Wert t an entsprechend der Ungleichung

$$t_0 \leq t \leq \frac{f\alpha}{F\alpha'} \left(1 + \alpha' \frac{d}{\lambda} \right) t_0$$

worin d die Dicke und λ das Wärmeleitvermögen der Putzwollschicht bedeutet. Nur wenn zufällig $\frac{fa}{F'a'} \left(1 + \frac{a'd}{\lambda}\right) = 1$, ist die Messung nach den Verbandsvorschriften einwandfrei. Ist dies nicht der Fall, so können Fehler von 10, ja von 20 und mehr Proz. auftreten. Dem gegenüber werden einige brauchbare Verfahren zur Messung von Oberflächentemperaturen angeführt, insbesondere die Verwendung von Oberflächenthermoelementen beschrieben und empfohlen.

Der Verf. regt schließlich an, daß die in den Normalien des Verbandes deutscher Elektrotechniker gegebene Meßvorschrift für Oberflächentemperaturmessungen abgeändert werde, damit der eingangs erwähnte Vorschlag von Vidmar wirklich zu einem Fortschritt in der Bewertung und Prüfung elektrischer Maschinen führen könne.

MAX JAKOB.

Fr. Kade. Zur Frage der Messung von Oberflächentemperaturen in der Elektrotechnik. Bemerkungen zu der gleichnamigen Arbeit des Herrn M. Jakob. Arch. f. Elektrot. 8, 296—298, 1919. Die von Jakob errechneten wesentlichen Fehler bei den üblichen Thermometermessungen müßten von den Prüffeldingenieuren unbedingt bemerkt worden sein. Da dies nicht der Fall, andererseits Jakobs Rechnungsgang einwandfrei sei, müsse die Anlage seiner Rechnung nicht zweifelfrei sein. Nach Jakob liegt die Temperatur t , welche von dem Thermometer angezeigt wird, zwischen den Grenzen t_0 und βt_0 , wobei t_0 die Temperatur der Oberfläche vor Auflegen des Thermometers bedeutet, βt_0 aber die Temperatur, welche die abgedeckte Oberfläche annehmen würde, wenn die unbedeckte Oberfläche bei der Messung die Temperatur t_0 behielte.

Jakob setzt nun bei seinen überschlägigen Rechnungen $t = \frac{t_0}{2}(1 + \beta)$. Dies scheine kaum zulässig. Der Verf. hält es für richtiger, die Temperatur der unbedeckten Oberfläche nach Auflegen des Thermometers $t_1 = t$ zu setzen, weil schnell ein Wärmeaustausch (besonders durch das Kupfer unter der Isolation) einsetze, der sich im Dauerzustand wohl auch auf die Isolationshülle erstrecken werde. Unter dieser Voraussetzung ergeben sich, abhängig von der relativen Größe der Abdeckung, Abweichungen von t und t_0 , die, selbst wenn 20 Proz. der Oberfläche abgedeckt wären, doch wesentlich geringer wären als die von Jakob errechneten. Der Verf. gibt ohne weiteres zu, daß auch die Annahme $t_1 = t$ nicht genau stimmen werde. Wenn aber nur ein geringer Teil der Gesamtfläche abgedeckt werde, so treffe seine Annahme sicherlich besser zu als Jakobs Annahme.

MAX JAKOB.

Georg Gehlhoff und Friedrich Neumeier †. Wärmeleitvermögen, elektrisches Leitvermögen, Thermokraft und Wiedemann-Franzsche Zahl des Quecksilbers zwischen -190 und $+150^\circ\text{C}$ und ihre Änderung beim Übergang aus dem festen in den flüssigen Aggregatzustand. Verh. d. D. Phys. Ges. 21, 201—217, 1919. Die mitgeteilten Messungen haben ergeben, daß sämtliche in Betracht kommenden Größen: elektrisches (1) und thermisches (2) Leitvermögen, Thermokraft (3), Wiedemann-Franzsche (4) und Lorenzsche (5) Zahl im Schmelzpunkt beim Übergang vom festen zum flüssigen Aggregatzustand einen Sprung erleiden, (1) und (2) von größeren zu kleineren Werten, (3), (4) und (5) von kleineren zu größeren Werten. Während beim festen Quecksilber sich die Größen mit der Temperatur in ähnlicher Weise, wie sonst bei den besten Metallen bekannt, ändern, ist dies beim flüssigen Quecksilber nicht der Fall. Das elektrische Leitvermögen nimmt zwar ab, das Wärmeleitvermögen jedoch zu. Der Temperaturkoeffizient der Wiedemann-Franzschen Zahl nimmt beim festen Quecksilber mit steigender Temperatur sehr stark ab, beim flüssigen Quecksilber ist

er dagegen nahezu konstant gleich 4,1 Prom., und zwar nahe gleich dem theoretischen Wert 3,67 Prom. Die elektromotorische Kraft der Thermokraft ist gleichfalls weder beim festen noch beim flüssigen Quecksilber konstant. Dagegen ist das Verhältnis der elektromotorischen Kraft der Thermokraft zur Wiedemann-Franz'schen Zahl beim flüssigen Quecksilber konstant.

Gemäß dem Verhalten des flüssigen Quecksilbers bezüglich des elektrischen und thermischen Leitvermögens muß man es zu den schlechten (variablen) Leitern im Sinne der Theorie von Koenigsberger rechnen, d. h. die Elektronenkonzentration ist klein, daher kleines elektrisches Leitvermögen und geringer Einfluß der Elektronen auf das thermische Leitvermögen, bei dem die Materie die größere Rolle spielt, und Zunahme des thermischen Leitvermögens mit steigender Temperatur infolge Dissoziation. Im Gegensatz hierzu steht jedoch das Verhalten der Thermokraft, die bei den variablen Leitern mit steigender Temperatur abnimmt infolge Vermehrung der Elektronenkonzentration durch Dissoziation, d. h. also Verminderung des Elektronendruckes, während hier das Verhalten der Thermokraft auf Verminderung der Elektronenzahl deutet. Entweder muß man also annehmen, daß im flüssigen Metall die Elektronenkonzentration mit steigender Temperatur abnimmt, bzw. daß Konzentration und Druck der Elektronen nicht einander proportional sind, was außerordentlich unwahrscheinlich ist, oder daß auch die atomaren Verhältnisse bzw. halbgebundene Elektronen bei diesen Erscheinungen eine wesentliche Rolle spielen. Vielleicht gibt die neugefundene Beziehung zwischen Thermokraft und Wiedemann-Franz'scher Zahl einen Fingerzeig.

SCHEEL

A. Piccard et K. Backhauss. Un dilatomètre. C. R. Soc. suisse de phys. Lugano le 8 sept. 1919. Arch. sc. phys. et nat. (5) 1, 550, 1919. Mit einem sehr empfindlichen Dilatometer, das nicht beschrieben ist, wurde die thermische Ausdehnung eines von Heraeus bezogenen Rohres aus geschmolzenem Quarz zwischen 17 und 26° bestimmt. Der Ausdehnungskoeffizient ergab sich zu $\beta = 0,390 \cdot 10^{-6}$.

HENNING

J. J. van Laar. Sur la détermination des poids moléculaires et atomiques en partant de la densité dans l'état gazeux normal et des constantes critiques. Journ. chim. phys. 17, 266—324, 1919. [S. 672.]

GROSCHUPP

Nather. Bemerkungen zur Berechnung von Freileitungen. Elektrot. u. Maschinenb. 38, 158—159, 1920. [S. 699.]

SCHWERDT

August Keindorff. Das thermische Verhalten des Wassers und seines Dampfes 32 S. Magdeburg. Selbstverlag, 1920. Die thermischen Eigenschaften des Wassers und seines Dampfes werden durch konstantenreiche Formeln dargestellt, die auch bei einigen anderen Stoffen geprüft wurden. Die rechnerische Genauigkeit beträgt meist einige Milliontel. Der Verf. bezieht sich auf drei andere seiner Veröffentlichungen, deren dritte ebenso wie die vorliegende der Allgemeinheit absichtlich vorenthalten ist.

HENNING

C. A. Crommelin, J. Palacios Martinez and H. Kamerlingh Onnes. Isothermals of monatomic substances and their binary mixtures. XX. Isothermals of neon from +20° C to -217° C. Proc. Amsterdam 22, 108—118, 1919. Die Isothermen von Neon sind in dem angegebenen Temperaturbereich für Drucke von 20 bis 80 Atm. untersucht worden und durch die Zustandsgleichung $p v = A + B d + C d^3 + D d^4 + E d^5$ dargestellt. p bedeutet den Druck in Atm.; das Volumen v und die Dichte d sind auf ihre Werte bei 0° und 1 Atm. als Einheit bezogen.

s wurde gesetzt $A = A_0 (1 + 0,0036618 t)$. Die übrigen Virialkoeffizienten sind in der folgenden Tabelle enthalten.

t	$B \cdot 10^3$	$C \cdot 10^6$	$D \cdot 10^{12}$	$E \cdot 10^{18}$
+ 20,00°	+ 0,515 78	+ 0,827 78	—	—
0,00	+ 0,413 34	+ 1,153 8	—	—
— 103,01	+ 0,069 193	+ 1,151 5	—	—
— 141,22	— 0,025 378	+ 0,719 45	—	—
— 182,60	— 0,134 35	+ 0,336 07	—	—
— 200,08	— 0,196 67	+ 0,278 47	— 0,240 96	—
— 208,10	— 0,229 26	+ 0,253 04	— 0,161 02	—
— 213,08	— 0,246 25	+ 0,211 23	— 0,005 848	—
— 217,52	— 0,293 13	+ 0,364 27	— 0,467 39	+ 0,575 17

HENNING.

. K. Järvinen. Über die Molekularattraktion. IV. ZS.f.phys.Chem. 93, 737—742,

1919. Geht man von dem molekularen Anziehungsgesetz $K = \frac{k m^2}{r^n}$ aus, so ergibt

sch für den inneren Druck eines einatomigen Körpers der Ausdruck $p_a = \frac{a}{v^{\frac{n+2}{3}}}$,

wenn a eine Konstante und v das spezifische Volumen bezeichnet. Durch Bildung

des Arbeitsintegrals $\int_v^{v'} p_a dv$, das vom spezifischen Volumen v der Flüssigkeit bis zum

spezifischen Volumen v' des Dampfes zu erstrecken ist, findet man für den Fall, daß

v' sehr groß gegen v ist, die innere Verdampfungswärme als $W_i = \frac{3a}{(n-1) \cdot v^{\frac{n-1}{3}}}$.

Der Verf. macht nun die Annahme, daß von der spezifischen Wärme C eines ein-

atomigen Körpers 2,981 cal pro Mol auf die fortschreitende Bewegung der Atome in

Ansatz zu bringen sind und daß der Rest $C_a = C - 2,981 = p_a \cdot \frac{dv}{dt}$, gleich der

Arbeit ist, die bei der Volumenvergrößerung pro Grad gegen den Innendruck auf-

gewendet werden muß. Dann findet man $C_a = \frac{a a}{v^{\frac{n-1}{3}}}$, wenn $a = \frac{1}{v} \frac{dv}{dt}$ den Ausdeh-

ungskoeffizienten bezeichnet. Die Kombination der Gleichungen für W_i und C_a

liefert $\frac{C_a}{a W_i} = \frac{n-1}{3}$. Aus den für Quecksilber vorliegenden Daten wird nach diesen

Formeln als wahrscheinlichster Wert $n = 5$ abgeleitet. Dann ergibt sich, wenn C_a

und W_i in Kalorien gegeben sind und p_a in Atmosphären ausgedrückt werden soll,

die Konstante a zu $a = 55,06 W_i \cdot v^{\frac{4}{3}} = \frac{41,30 C_a \cdot v^{\frac{4}{3}}}{a}$. Für mehratomige Stoffe

werden kompliziertere Formeln aufgestellt, die ebenfalls dazu führen, daß für den

Exponenten n der Wert 5 zu setzen ist.

HENNING.

nk. Selbsttätige Temperaturregelung der Gasfeuerstätten. Werkstattstechnik 14, —47, 1920. Die Temperaturregelung erfolgt durch ein Ausdehnungspyrometer, das

aus einem nahtlosen Stahl- oder Kupferrohre und einem Graphitstabe besteht, der durch eine Feder fest gegen den Röhrenboden gedrückt wird, und dessen oberes Ende an einen langen Hebel angreift, der eine Drosselklappe in dem Gaszuführungsrohr der Heizung betätigt und gleichzeitig mittels eines schwarzen Zeigers die jeweilige Temperatur an einer Skala anzeigt; auf dieser wird auch mittels eines roten Zeigers die gewünschte Temperatur eingestellt. Nach Messungen in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt wird die Temperatur mit dem Regulierpyrometer zwischen 450 und 500° auf $\pm 1^\circ$ konstant gehalten. Bei höheren Temperaturen wird das Pyrometer nur so tief eingebaut, daß es nur etwa halb so hoch wie der zu messende Raum, auf keinen Fall über 700° erhitzt wird, da es sonst dauernde Änderungen erleiden würde.

BERNDT.

Praetorius. Die Dämpfung der Abgasgeräusche. Der Motorwagen 23, 155—159, 1920. Im Anschluß an einen früheren Bericht (ebenda 1918) werden verschiedene neue Bauarten von Auspufftöpfen und Schalldämpfern für Kraftfahrzeuge und Flugzeuge, sogar für Umlaufmotoren beschrieben, bei denen in ganz verschiedener Weise, durch Ausdehnung, Umlenkung oder Drosselung der Auspuffgase, sowie durch Vermischen mit angesaugter Außenluft das Geräusch (in einem Falle der Geruch der Öldämpfe) vermindert werden soll.

EVERLING.

Ein neuer Versuch zur Lösung des Gasturbinenproblems. Prometheus 31, Beiblatt 102—103, 1920. Unter Bezugnahme auf einen Bericht in Auto-Technik, 27. Sept. 1919, S. 24 wird die Arbeitsweise einer neuen Gasturbine beschrieben, die in England gebaut worden sein soll. An Stelle des Zylinders und Kolbens einer Kolbenmaschine treten dabei die langgestreckten Zahnücken eines und die Zähne eines zweiten dazu senkrecht stehenden Schraubenrades. Das erste breitere Rad (Arbeitsrad) ist möglichst gasdicht eingekapselt und wird von dem zweiten schmaleren Rad (Steuerrad) gedreht. Im Gehäuse sind Öffnungen für Gaseinlaß und Zündung vorgesehen. Eine Versuchsmaschine machte 4000 Umdrehungen in der Minute, was bei der in Betracht kommenden Zahnzahl 40 000 Verpuffungen in der Minute entsprach. Das Gemisch wurde außerhalb der Maschine durch einen Kompressor verdichtet, die Kühlung lediglich durch einen auf das Arbeitsrad geblasenen Luftstrom bewirkt. Kühlung, Schmierung und Abdichtung werden als schwierig bezeichnet; der Umstand, daß nur die verhältnismäßig kleinen Räder den hohen Temperaturen und den chemischen Wirkungen der Verbrennungsgase ausgesetzt sind, soll ein Vorzug der neuen Turbine sein. Im ganzen wird die Lösung des Problems mittels Schraubenrädern als zweifelhaft betrachtet.

MAX JAKOB.